PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. | 1. August 1902. | 3. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 22 am 6. August 1902.

INHALT.

Originalmitteilungen:
J. J. Taudin Chabot, Eine neue Fallmaschine. S. 489.
E. Baur und Th. Portius, Über die photographische Wirkung von Silber und Halbbromsilber in Bromsilber-Emulsion. S. 491.
Th. Tommasina, Über Strahlungsinduktion. S. 495.
Th. Tommasina, Über das Vorhandensein von reflektierbaren Strahlen in der von einer Mischung von Radium- und Baryumchlorid ausgesandten Strahlung. S. 497.
P. Lewis, Die Spektren kathodisch leuchtender Metalldämpfe. S. 498.
A. Wehnelt, Über die freie Elektrizität im dunklen Kathodenraume. S. 501.
J. Stark, Einfluss des Elektrodenmetalles auf die Anfangsspannung. S. 504.
J. Stark, Der sogenannte Übergangswiderstand der Funkenentladung. S. 507.
Besprechungen:
G. Bigourdan, Das metrische System der Gewichte und Masse. S. 509.
Ch. Ed. Guillaume, Die Meterkonvention und das Internationale Gewichts- und Massbureau. S. 511.
Eingegangene Schriften. S. 512.
Personalien. S. 512.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine neue Fallmaschine.

Von J. J. Taudin Chabot.

Unter den Einzelheiten, welche sich an der von Poggendorff eingerichteten Fallmaschine oder Wage beobachten lassen, nennt derselbe an erster Stelle [1]): „Die Zu- oder Abnahme des Gewichtes eines einzigen Körpers, je nachdem er gehoben oder gesenkt wird.“ Dieser Satz ist offenbar in dem Sinne zu deuten, dass die Gewichtsänderung besteht, solange eine Bewegungsvariation vor sich geht, und zwar als Funktion des Inkrements der Geschwindigkeit; erscheint das Inkrement konstant, so erhält gleichfalls die Gewichtsänderung einen konstanten Wert, unterliegt es auch seinerseits einem, sei es gleichförmigem oder ungleichförmigem, positivem oder negativem Wachstum, so wechselt die Gewichtsänderung ihre Grösse.

Diese Verhältnisse — in den noch immer seltenen Fällen, dass sie überhaupt Beachtung finden — werden erkennbar, wenn man, wie es eben Poggendorff bekanntlich that, Atwoodsche Fallmaschine und Wage geeignet kombiniert: die Schnur zum Anhängen der Fallkörper läuft über zwei Rollen, befindlich je am Ende und in der Drehachse eines Wagebalkens, dessen anderes Ende eine Tariervorrichtung trägt. Eintretender positiver Fall (Abwärtsbewegung) über die Rolle am Wagearmende verursacht ein Steigen, eintretender negativer Fall (Aufwärtsbewegung) ein Sinken dieses Armes — beide Male als Ausdruck statthabender positiver Acceleration. Führt man die positive in eine negative Beschleunigung über —, etwa indem man das am Schnurende über der Mittelrolle hängende Gewicht in Form einer Aluminiumplatte nach Zurücklegen einer gewissen Bahnstrecke einen mehr oder weniger kräftigen Magnetkreis rechtwinklig schneiden lässt — so muss im Augenblicke, wo der Wert des Inkrements der Geschwindigkeit durch Null geht, der Wagebalken zur Ruhe kommen, um, sogleich wenn die Acceleration negativ geworden ist, nach der entgegengesetzten Seite wie vorhin auszuschlagen.

Aus dem engen Wirkungsbereich der Fallmaschinen üblicher Konstruktion — im Hinblicke zunächst auf den letztbezeichneten Versuch, der sich nicht ohne weiteres ausführen lässt — tritt nun das nachfolgend beschriebene Instrument heraus: es will die Beobachtung nach zwei Seiten gleich bequem gestalten und sie von zeitlicher Beschränkung infolge des Ablaufes einer Schnur befreien.

Zwei Rotationskörper, einzeln drehbar um die Achsen m und m_1, Fig. 1, gemeinsam und in unveränderter gegenseitiger Achsenlage um M, äquidistant zwischen m und m_1, stehen mit einer dritten Masse, M_1, in Schwerkraftwechselwirkung. Rotieren erstgemeinte beide Massen, so nähert sich kontinuierlich von jeder die eine Hälfte der dritten Masse, entfernt sich die andere Hälfte

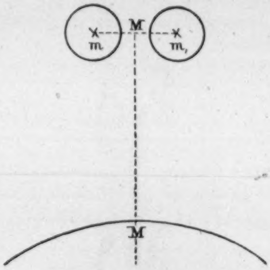


Fig. 1.

1) Pogg. Ann. **92**, 181, 1854, nach den Monatsberichten der Berl. Akad., Nov. 1853.

von ihr: folglich ist Einleiten der Rotation, d. h. Erzeugen einer beschleunigten Bewegung, wenn beiderseits gleichsinnig, für das Doppelsystem $m - m_1$, äquivalent einer Schwerpunktsverschiebung, die bei jedem Winkel zwischen den Geraden $m M m_1$ und $M M_1$ normal zu dieser letzten, mithin in einer Niveaufläche des Schwerkraftfeldes, sich erstreckt. Hieraus erhellt, dass bei unveränderter Lage des Drehungsmittelpunktes M relativ zu m und zu m_1 eine eigene Rotation des Doppelsystems als Ganzes in die Erscheinung treten muss: es umkreisen die Massen m und m_1 einander so lange, wie die positive oder negative Beschleunigung der eigenen Achsendrehung einer jeden von ihnen fortbesteht. Ist diese Beschleunigung gleichförmig — wenn negativ, etwa indem die Rotation, einmaligem Anstosse entsprungen, durch Reibung allmählich gedämpft wird —, so resultiert eine konstante drehende Kraft, welche ihrerseits eine gleichförmig beschleunigte Rotation des Doppelsystems bewirkt, d. h. die Dauer eines Umlaufes seiner Komponenten, m und m_1, zunehmend verkürzt. Die Umlaufsgeschwindigkeit erreicht ein Maximum im Augenblicke, wo die Achsendrehungsgeschwindigkeit der beiden Massen Null wird, und es hängt lediglich von der relativen Grösse der m und m_1 zusammenhaltenden Kraft ab, ob diese Massen in dem Augenblicke auseinanderstreben, d. h. ob das zweigliedrige System $m - m_1$ sich dann auflöst, bezw. das dreigliedrige $m - m_1 - M_1$ seine Konfiguration ändert, oder nicht. — Ungleichsinnige Achsendrehung der Komponenten des Systems $m - m_1$ verlangt einerseits positive Acceleration, andererseits negative — bezw. allgemein ungleiche — Beschleunigungen, damit der Umlauf des Systems als Ganzes zu stande kommt.

Der abgebildete Apparat Fig. 2 dürfte jetzt ohne weiteres verständlich sein: er gestattet die in

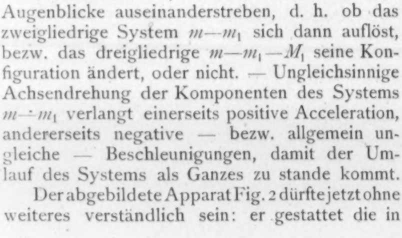


Fig. 2.

gleichen Richtungen von Hand bewirkten Rotationen um m und m_1 positiv oder negativ zu beschleunigen, folglich, bei Schwerkraftwechselwirkung mit Erde, das Doppelsystem als Ganzes im einen oder im anderen Sinne in Umdrehung zu versetzen.

Damit auf diese Drehung nicht die in der Figur kennbaren schrägen Übertragungsachsen durch das Mittel der Lagerreibung Einfluss üben, haben dieselben entgegengesetzte Drehrichtungen, während einerseits eine kleine Zahnradübersetzung dennoch gleichsinnige Rotation der beiden Massen, Bleischeiben, gewährleistet. — Die Entfernung $m M = m_1 M$ lässt sich verschieden einstellen; demnach sind die Übertragungsachsen ausziehbar und mit je zwei Cardanischen Gelenken versehen, wobei zu beachten, dass jedes Gelenkepaar, soll die Bewegungsübertragung gleichförmig sein, den spiegelbildartigen gegenseitigen Stand seiner zwei Elemente verlangt (andernfalls, bei verschränktem gegenseitigem Stande, muss eine gleichförmige Bewegung bei solcher Übertragung zu einer ungleichförmigen, wenn auch gesetzmässig schwankenden werden, die Gleichförmigkeit wird erst wieder nach einer Übersetzung elliptischer Zahnräder zu erreichen sein).

Den Gesamtkomplex der Erscheinungen erschöpfend zu zeigen, reicht indessen auch das beschriebene Modell, bei dem ich Wert auf einfachen Bau und Antrieb mit der Hand legte, noch nicht aus; dazu muss wohl die Elektrizität als Triebkraft gewählt, müssen Elektromotoren verwendet werden. Vorausgesetzt, dass sodann nicht der Beobachtenden sich das Empfinden bemächtigt, irgend eine „geheimnisvolle" Wirkung eben der Elektrizität sei im Spiele, werden auf diesem Wege die Versuche besonders instruktiv sein.

Das Instrument bestünde aus weiter nichts, als aus zwei selbstangehenden, eventuell mit Schwungrädern ausgestatteten Synchronmotoren, je am Ende eines vollständig im Kreise drehbaren Wagebalkens, für jede Neigung genau äquilibriert und über Schleifkontakte oder Rollen (etwa die Antifriktionsrollen zur Achsenlagerung des Wagebalkens) mit den ruhenden Stromkreisteilen kommunizierend. Die zwei Kreise mögen von einer Gleichstromquelle abgezweigt sein über drehbare Kommutatormechanismen, welche man mit gleichen oder ungleichen Beschleunigungen, in gleichen oder ungleichen Richtungen drehen kann. Entsprechend der jeweiligen Kombination, der die rotierenden Massen der Elektromotoren folgen müssen, wird die Bewegung des Wagebalkens sich gestalten.

Verbindet man schliesslich mit jedem Kommutator eine Vorrichtung, welche die Umdrehungsgeschwindigkeit, somit auch die Geschwindigkeit der Achsendrehung einer jeden von beiden äquilibrierten Massen, als lineare Grösse zum Ausdrucke bringt [1]), so wird dem

1) Vgl meine Mitteilung in dieser Z. 3, 331, 1902: „Es

Umlaufe dieser Massen umeinander, bezw. der Rotation des Doppelsystems als Ganzes, stets eine Variation jener beiden Grössen entsprechen, und zwar wird bei konstanter Differenz der beiden Grössen die Achsendrehung der Massen beiderseits gleiche, bei inkonstanter ungleiche Richtung haben.

lässt sich . . . ., bei bekanntem Werte für g, die Tourenzahl T nach Gleichung (3) durch einfache Längenmessung bestimmen."

Degerloch (Wttbg.), den 13. Juni 1902.

(Eingegangen 18. Juni 1902.)

Über die photographische Wirkung von Silber und Halbbromsilber in Bromsilber-Emulsion.

Von E. Baur und Th. Portius.

§ 1. Es ist bekannt, dass eine photographische Platte an Empfindlichkeit gewinnt, wenn sie einer geeigneten, schwachen, diffusen Vorbelichtung ausgesetzt wird. Auch sind die überreifen schleiernden Gelatine-Emulsionen überaus hochempfindlich.

Wird anerkannt, dass das primäre Einwirkungsprodukt des Lichtes auf die photographische Platte in Halbbromsilber besteht, so wird man auch die Reifung (abgesehen von der notorischen Kornvergrösserung) als eine beginnende Reduktion zu Halbbromsilber zu betrachten haben. Es entsteht nun die experimentelle Aufgabe, nachzuweisen, dass eine Bromsilber-Emulsion, welche absichtlich mit einer dosierten Menge Halbbromsilber versetzt wurde, in der That empfindlicher ist als eine sonst gleiche Platte, welche bestimmt kein Halbbromsilber enthält.

Zur Lösung dieser Aufgabe haben wir Versuche mit Kollodion-Emulsionen angestellt, über die wir im folgenden berichten wollen. Wir beschränkten uns auf Kollodion-Emulsion, um die unkontrollierbare Einwirkung der Gelatine auf Bromsilber auszuschalten.

§ 2. Es gelingt, kolloides Silber in Kollodion aufzulösen, wenn man das aus Silbernitrat mit Natriumcitrat in bekannter Weise gefällte und mit absolutem Alkohol gewaschene Gel des Silbers in wenig Wasser aufnimmt, dann soviel Alkohol und Äther zusetzt, als die Lösung, ohne gefällt zu werden, verträgt, und schliesslich Kollodion zusetzt. Man kann sich so unschwer ein Silberkollodion herstellen mit einem Gehalt von 0,2 Proz. Silber. Diese Lösung ist purpurrot und vollkommen beständig.

Das Silberkollodion versetzten wir dann mit einer frisch bereiteten Lösung von Brom in Alkohol und bemassen dabei die Menge des Broms so, dass, auf Bromsilber berechnet, 1 Proz. Silber im Überschuss blieb. Es entstand dabei eine kolloide Lösung einer Mischung von Bromsilber mit Halbbromsilber, die wir ferner als Photobromid-Kollodion bezeichnen wollen. Die Lösung ist von rein violetter Farbe und ebenso beständig wie das Silberkollodion.

Das chemische Verhalten solcher Photobromidlösungen ist in einigem bemerkenswert. Setzt man Brom im Überschuss zu, so vergehen mehrere Stunden, bis (im Dunkeln) die Lösung durch völlige Überführung des Halbbromids in Bromsilber weiss geworden ist. Dasselbe konstatiert man an wässeriger Photobromidlösung, welche aus wässerigem Silbersol und Bromwasser herzustellen ist. Die Bildung des Bromsilbers aus $Ag_2 Br$ gehört demnach zu den langsamen Reaktionen.[1] Dieser Umstand scheint von Wichtigkeit für die Konservierung des Lichteindruckes in der photographischen Platte. Das im Licht abgespaltene Brom findet nach Schluss der Exposition genügend Zeit, um wegzudiffundieren, ehe es vom gebildeten Halbbromid resorbiert wird. Es ist dies wohl insofern von Wichtigkeit, als die Bindung des Broms durch Gelatine wohl auch nicht momentan verläuft, und weil eine gewisse Zeit nötig ist, um das Brom aus dem Inneren des Bromsilberkornes nach der umgebenden Gelatine gelangen zu lassen.

Versetzt man wässerige Photobromidsol mit verdünnter Gelatinelösung und bewahrt die Mischung im Dunkeln, so nimmt man im Verlauf von einigen Wochen eine Entfärbung der violetten Lösung wahr. Sie geht in ein graustichiges Weiss über, indem offenbar das Halbbromsilber durch die Gelatine zu Silber reduziert wird. Die Langsamkeit dieses Vorganges legt den Schluss nahe, dass eine belichtete Bromsilber-Gelatineplatte nicht Silber, sondern Halbbromsilber enthalte, und dass ersteres nur in Platten anzunehmen sei, welche nach der Belichtung unentwickelt längere Zeit gelagert haben.

Zusatz von Eisenvitriol zu Photobromidsol reduziert dasselbe nicht; dagegen tritt auf Zusatz von Natriumacetat zum Eisenvitriol in wenigen Augenblicken eine totale Reduktion des Photobromids zu kolloidem, in der Durchsicht braungelbem, in der Draufsicht absinthgrünem, Silber ein.

Setzt man etwas Photobromid-Kollodion in einem Reagensglase so lange dem Tages- oder Sonnenlichte aus, bis dasselbe genügend erstarrt ist, um durch geeignetes Schütteln dem Reagensglas als Gallertcylinder entnommen werden zu können und führt einen Querschnitt durch den letzteren, so sieht man das Photobromid im Inneren des Cylinders zu Bromsilber oxydiert, indem im Licht abgespaltenes Brom vom Lichte weg ins Innere wanderte und dort gebunden

1) Vergl. Luther, Z. f. phys. Chem. **30**, 659.

wurde. Die Erscheinung bildet ein Analogon zu dem Versuche von Scholl[1]) mit einer Jodsilber-Silberplatte.

Photochloridlösungen haben eine mehr rotviolette Farbe und verhalten sich sonst dem Photobromid entsprechend. — Versetzt man Silbersol mit wässeriger Jodlösung, so bemerkt man keinen Farbenumschlag, der auf ein Halbjodsilber schliessen liesse, auch tritt die Verzögerung in der Aufnahme der letzten Prozente Halogen, wie sie für das Photobromid oben beschrieben wurde, hier nicht ein.

Photobromid-Kollodion lässt sich durch Eingiessen in Wasser ausfällen und, nachdem es getrocknet ist, in Äther-Alkohol leicht zu derjenigen Konzentration auflösen, wie es für den Guss genügend dichter photographischer Platten erforderlich ist.

So hergestellte Platten sind natürlich in photographischen Entwicklern ohne Belichtung entwickelbar. Unter dem Mikroskope zeigen sie vor und nach der Entwickelung die gleiche feinkörnige Textur, wie sie auch bei feinen, ungereiften Bromsilber-Emulsionen vorkommt.

§ 3. Es war nun ursprünglich unsere Absicht, mit dem Gehalt von dergleichen synthetisch hergestellten Photobromiden an Ag_2Br allmählich soweit herabzusteigen, dass photographisch brauchbare Platten entstünden. Die Platten mussten dazu weniger Halbbromid enthalten, als ihnen durch eine geringe Belichtung zugeführt wird.

Von diesem Vorhaben mussten wir indessen Abstand nehmen, denn es wären dazu Versuche im grossen nötig geworden, angestellt mit vielen Litern Silberlösung, da das Brom bis auf $^1/_{1000}$ Proz. des angewandten Silbers genau hätte dosiert werden müssen.

So wenigstens liess sich aus Versuchen schliessen, die zur Schätzung der Menge Halbbromsilber dienen sollten, welche in einem gegebenen Bromsilberkorn durch eine gegebene Belichtung entsteht, und die wir folgendermassen anstellten.

Von einem Photobromid-Kollodion, welches 0,03 gr Ag_2Br (und die 50fache Menge $AgBr$) pro 100 cc enthielt, stellten wir uns Verdünnungen her, die in Zehnerpotenzen fortschritten bis zu 0,00003 gr Ag_2Br pro 100 cc Lösung. Von diesen Verdünnungen wurden dann je 1 cc zu 10 cc Albertscher Rohemulsion gesetzt und mit diesen Mischungen Platten gegossen, welche dann unter einem Skalenphotometer, bestehend aus 1 bis 12 Lagen Seidenpapier, in 2 m Abstand dem Lichte eines, bis auf ein Fenster von 1 qcm abgeblendeten, Auer-Glühlichtes exponiert wurde.

[1]) Wied. Ann. 68, 149.

Das Ergebnis[1]) war folgendes:

No.	Plattensorte	Sichtbare Photometergrade 30 Sek. Expos.		Sichtbare Photometergrade 10 Sek. Expos.
1	Rohemulsion + 10% Äther-Alkohol	12	kein Schleier	6
2	Rohemulsion + 10% Photobromid 0.00003	12	kein Schleier	4
3	Rohemulsion + 10% Photobromid 0.0003	11	leichter Schleier	keine
4	Rohemulsion + 10% Photobromid 0.003	keine	starker Schleier	keine

Es übertrifft also bereits in Nr. 3 der durch den Zusatz hervorgerufene Schleier jene Schwärzung, welche durch das auf dem Photometerabschnitt 12 auffallende Licht bewirkt wird und welche auf Platte Nr. 1 und Nr. 2 sichtbar ist, so sehr, dass ein Unterschied zwischen der Licht- und Schattenpartie sich nicht mehr erkennen lässt.

Setzt man den Gehalt der Albertschen Rohemulsion zu 4 gr $AgBr$ pro 100 cc, so kam in unserer Platte Nr. 3 auf 4 gr $AgBr$ 0,00003 gr Ag_2Br, also nicht ganz $^1/_{100000}$. Diese Menge ist bereits grösser, als die durch die Belichtung des Photometerabschnittes 12 erzeugte Menge Ag_2Br. Die herzustellenden synthetischen Emulsionen aus Brom und Silber hätten also zur Entscheidung der eingangs gestellten Frage Gehalte an Halbbromsilber von $^1/_{10000}$ bis $^1/_{1000000}$ des Bromsilbers enthalten müssen, was man nur durch Verarbeitung verhältnismässig bedeutender Mengen erreichen kann. Wir schlugen daher einen anderen Weg ein, allerdings, wie wir gleich bemerken wollen, ohne entschiedenen Erfolg.

§ 4. Zuvor noch eine Bemerkung zu den obigen Versuchen. — Der in der vorstehenden Schätzung enthaltene Schluss von dem Schwärzungsgrade einer Platte auf die durch die Belichtung entstandene Menge Halbbromsilber ist nicht streng. Denn dieser, der Schwärzungsgrad, ist noch abhängig von der Korngrösse des Bromsilbers. Es wird nämlich von zwei ungleich grossen Körnern, welche beide die gleiche Menge Halbbromsilber enthalten, das grössere auch die grössere Schwärzung im Entwickler geben, wenn nur hinlänglich lange entwickelt wird. Die Hochempfindlichkeit grobkörniger Emulsionen ist offenbar, abgesehen auch von der besseren Lichtabsorption, dadurch bedingt, dass in ihnen eine kleinere Menge Halbbromsilber hinreicht, um eine bestimmte Schwärzung im Entwickler zu erzeugen, als in feinkörniger Emulsion.

Vorbehaltlich dieser Unbestimmtheit wird man nun aus dem Vergleich von Nr. 2 und Nr. 3 folgern, dass $^1/_{1000000}$ Ag_2Br (bezogen auf das

[1]) Entwickelt wurde, hier wie im folgenden, je 5 Minuten lang mit dem Hydrochinonentwickler für Dr. Alberts Kollodion-Emulsion, siehe Schmidts Kompendium, Karlsruhe 1891.

Bromsilber) nicht entwickelbar ist, und dass die Lichtmenge, die auf den Photometerabschnitt 12 fiel, mehr Halbbromsilber entstehen liess, als $^1/_{1\,000\,000}$ und weniger als $^1/_{100\,000}$. In den Abteilungen 1 bis 11 auf Nr. 3 ist die im Lichte gebildete Menge Halbbromsilber bereits gross gegen die im vorhinein zugesetzte und daher auch gross gegen die Schwellenmenge, welche eben hinreicht, um den geringsten photographischen Effekt zu erzeugen. Darauf werden wir alsbald nochmals zurückkommen.

Eine Sensibilierung der Platten Nr. 2 bis 4 ist nicht eingetreten, wie am besten aus den 10-Sekunden-Expositionen hervorgeht. Die Platten Nr. 2 und Nr. 3 hätten sonst mehr Photometerzahlen erscheinen lassen müssen als Nr. 1. Eine derartige Wirkung war auch nicht erwartet worden. Denn das zugesetzte Halbbromid war ja in den Platten räumlich getrennt vorhanden von den Bromsilberkörnern der Emulsion, so dass eine Beeinflussung der letzteren durch ersteres nicht wahrscheinlich war.

§ 5. Um nun die in § 3 bezifferte, sehr geringe Menge Halbbromid gleichmässig durch die ganze Massedes Bromsilbers zu verteilen, bereiteten wir Emulsionen in der Art, dass zu einem, in Kollodion gelösten, Bromid eine gemessene Menge Photobromidlösung zugesetzt wurde und dann durch Silbernitrat die Emulsion erzeugt und wie üblich weiter behandelt wurde.

Beispiel: Man löst 2,4 gr $ZnBr_2$ in 25 cc Alkohol und fügt diese Lösung zu 100 cc 2 prozentigem Kollodion. Dazu setzt man 25 cc Photobromid 0,0003. Dann werden 125 cc Alkohol, enthaltend 3,6 gr $AgNO_3$, unter Rühren eingetropft. Die so entstandene Emulsion wird über Nacht stehen gelassen, hierauf durch Eingiessen in Wasser von 50° C. ausgefällt, koliert, mit Alkohol gewaschen und auf Fliesspapier getrocknet. Die getrocknete Emulsion wird in 100 bis 200 cc Ätheralkohol gelöst und ist dann gebrauchsfertig. Sie enthält auf 1 gr $AgBr$ $^2/_{100\,000}$ gr Ag_2Br. Das Verfahren gründet sich auf das Vertrauen, dass das entstehende Bromsilber sich an das schon vorhandene Photobromid gleichmässig anlagert, so dass in der schliesslichen Emulsion alle Bromsilberkörner gleichmässig mit Halbbromsilber versehen sind.

Leider stimmten die Ergebnisse der sensitometrischen Prüfung dieser Emulsionen schlecht untereinander überein. Es ist im kleinen schwer, Emulsionen von übereinstimmender Beschaffenheit zu erzielen. Die mit Zinkbromid hergestellten Emulsionen schleiern meist an und für sich. Die Wirkung des Zusatzes äussert sich dann in einer vermehrten Dichtheit der damit hergestellten Negative, ohne deutliche Erhöhung der Empfindlichkeit. Einmal bekamen wir (vielleicht per nefas) mit Zinkbromid eine ohne Zusatz nicht schleiernde und auch entsprechend wenig empfindliche Emulsion. Der Parallelversuch mit Photobromid ergab dann die gesuchte Sensibilierung in sehr auffallender Weise. Doch konnten wir dieses Ergebnis bis jetzt nicht reproduzieren. Bei Ersetzung des Zinkbromids durch Strontiumbromid erhält man zwar, wie es scheint, mit Sicherheit schleierfreie Emulsionen. Doch ergaben die Parallelversuche mit Photobromidzusatz hier auffallenderweise keine Sensibilierung. Wir vermuten, dass in den betreffenden Emulsionen ein verborgener oxydierender Einfluss zur Geltung kam, denn wenn das mit Bromstrontium versetzte Kollodion mit geringen Mengen Silberkollodion versetzt wurde, so konnte man augenblicklich eine Entfärbung eintreten sehen.

Diesensitometrische Prüfung der vorerwähnten schleierfreien, mit $ZnBr_2$ erstellten Emulsion und ihrer Schwesteremulsion mit 25 cc Photobromid 0,0003 ergab bei einer Belichtung mit einer kleinen, an die elektrische Lichtleitung angeschlossenen Bogenlampe in 1 m Abstand folgendes Resultat:

	Anzahl der sichtbaren Photometergrade. Reine Emulsion	Photobromid-Emulsion
3 Sek. Expos.:	Kein Eindruck	5 (die übrigen Nummern verschwinden im Schleier)
10 Sek. Expos.:	6	12

Die Dichtheit des Schleiers, der sich über die nicht belichteten Stellen der photobromidhaltigen Platte legt, ist geringer, wenn dieselbe trocken exponiert wird.

In Fig. 1 und 2 geben wir zur Illustration Kopien zweier Kamera-Aufnahmen mit trockenen Platten der einen und anderen Art, die bei gleicher Exposition (10 Minuten bei bedecktem Himmel) unmittelbar hintereinander gemacht wurden. Sie lassen die Sensibilierung gut erkennen.

Zur endgültigen Sicherstellung dieses Effektes empfehlen wir Versuche in erweitertem Massstabe.

Wie man sich eine Sensibilierung durch Halbbromsilber überhaupt zu denken hat, ist eine offene Frage. Zunächst ist ja wohl klar, dass eine bestimmte Schwellenmenge Halbbromsilber nötig ist, um entwickelbar zu sein. Setzt man der Platte von vornherein diese Schwellenmenge zu, so wird die Platte sich photographisch so verhalten, als ob alle Lichtmengen b, von denen sie bei der Exposition getroffen wird, um eine kleine Grösse a vermehrt worden seien. Dann wird die Sensibilierung nur solange beträchtliche Werte haben können, als b klein ist gegen a. Nun scheint aus dem im § 4 durchgeführten Vergleich aber hervorzugehen, dass schon durch recht geringfügige Belichtungen

Fig. 1.

Fig. 2.

b gross wird gegen *a*, so dass bei dieser Auffassung die eventuelle Sensibilierung durch Halbbromsilber in sehr enge Grenzen eingeschränkt bliebe. Anders wird die Sachlage, wenn man annimmt, dass das Vorhandensein von Spuren Halbbromid die Reduktion im Lichte (katalytisch) beschleunigt [1]), so dass die Menge des im Lichte gebildeten Halbbromids in seiner Abhängigkeit

Fig. 3.

von der Zeit durch eine Kurve von nebenstehender Gestalt darzustellen wäre. In diesem Falle käme die fragliche Sensibilierung auf eine Abkürzung, beziehungsweise Überspringung der photochemischen Induktionszeit hinaus. Um eine Entscheidung zu ermöglichen, reichen unsere Versuche freilich nicht hin.

§ 6. Es lag nahe, neben den vorstehend beschriebenen Versuchen mit Photobromidkollodion die analogen Versuche mit Silberkollodion durchzuführen. Dies haben wir auch gethan.

1) Ähnlich wie salpetrige Säure die Auflösung der Metalle durch Salpetersäure beschleunigt. Vergl. Ostwald, Katalyse, Hamburger Naturforscherversammlung 1901. (Diese Zeitschrift **3**, 313, 1902. Auch Sonderdruck; Leipzig, S. Hirzel. M. —.60.)

Wir erwarteten dabei eine chemische Sensibilierung, wenn nach § 3 verfahren wurde, indem das in der Platte verteilte, kolloide Silber als Bromempfänger wirken konnte. Wurde dagegen der Silberzusatz nach dem Verfahren des § 5 bewirkt, so durfte wohl eine Wirkung im selben Sinne erwartet werden, wie sie vom Photobromid ausgeht.

Wir stellten nun zunächst von unserem 0,2-prozentigen Silberkollodion Verdünnungen her bis zu 0,00002 gr Silber pro 100 cc. Dann wurden zu Albertscher Rohemulsion je 10 Vol. Proz. der Silberlösungen zugesetzt und wie früher dem Lichte einer passend abgeblendeten Auerlampe 30 Sekunden lang unter dem Skalenphotometer exponiert. Es erschienen folgende Lichteindrücke:

No.	Plattenart	Sichtbare Photometergr.	Schleier
1	Rohemulsion + 10% Äther-Alkohol	9	keiner
2	Rohemulsion + 10% Silberkollod. 0.00002	9	"
3	Rohemulsion + 10% Silberkollod. 0.0002	9	sehr gering
4	Rohemulsion + 10% Silberkollod. 0.002	8	gering*)
5	Rohemulsion + 10% Silberkollod. 0.02	7	stark**)
6	Rohemulsion + 10% Silberkollod. 0.2	keine	Die entwick. Platte ist undurchsichtig

*) schwächer,
**) stärker als die tiefste Schwärze der Rohemulsionsplatte.

Es ergiebt sich, dass von dem zugesetzten Silber eine gewisse Keimwirkung ausgeht, die schätzungsweise proportional mit dessen Konzentration anwächst. Ähnlich, wie beim Photobromid, gelangt man zur Grenze der Entwickelbarkeit, wenn die Silbermenge etwa $1/_{1\,000\,000}$ der Bromsilbermenge

ausmacht.[1]) Übrigens gilt die in § 4 für das Halbbromid gemachte Einschränkung. Sie erfährt hier die Wendung, dass der photographische Effekt einer gegebenen Silberkeimmenge noch abhängt von der Art und Innigkeit ihrer Berührung (bezw. Durchdringung) mit den Bromsilberkörnern. Man wird sagen müssen, dass die hier vorliegende Applikation des Silbers auf die Bromsilberplatte für die Entfaltung ihrer Keimwirkung ungünstig ist, da sich anerkanntermassen die entwickelnde Wirksamkeit eines Silberkeimes nur gerade auf dasjenige Bromsilberkorn erstreckt, mit dem derselbe in ganz unmittelbarer Berührung steht.

Eine Sensibilierung, die sich in der Vermehrung der Kontraste zu bekunden hätte, konnte bei den Belichtungen unter dem Sensitometer nicht sicher konstatiert werden. Dagegen liessen Kameraaufnahmen mit den trockenen Platten Nr. 3 und Nr. 4 eine geringe Sensibilierung insofern erkennen, als Nr. 4 verglichen mit Nr. 3 mehr durchgearbeitete Negative gab. Bedeutend ist die Zunahme der Empfindlichkeit indessen nicht. Wir führen sie, wie eingangs dieses Paragraphen erwähnt, auf die Brombindung seitens des kolloiden Silbers zurück.

Die Parallelversuche mit Silberzusatz zu den Versuchen mit Photobromid nach § 5 verliefen mit ähnlich schwankendem Resultate wie diese. Bei Zusatz von 25 cc Silberkollodion 0,02 an Stelle von Photobromid zu Emulsionen, die sonst wie die in § 5 beschriebenen zusammengesetzt und hergestellt waren, erhielten wir sehr stark schleiernde Emulsionen, jedoch mit relativ geringen Kontrasten.

1) Über einen Versuch, betreffend den Zusatz von kolloidem Silber zu Gelatine-Emulsion, vergl. Abegg u. Herzog, Archiv f. wissenschaftl. Photographie I, 115; ferner: Lüppo-Cramer, Eders Jahrbuch 1901, 160, sowie Photographische Correspondenz 1901.

Kgl. techn. Hochschule München, Juni 1902.

(Eingegangen 19. Juni 1902.)

Über Strahlungsinduktion.

Von Thomas Tommasina.[1])

Eine der Eigenschaften, welche die Strahlung der radioaktiven Körper gemeinsam mit den Kathoden- und Röntgenstrahlen, den sekundären und ultravioletten Strahlen besitzt, ist die der Entladungsbeschleunigung elektrisierter Körper. Diese Beschleunigung scheint einer Verminderung des Widerstandes zuzuschreiben zu sein, welchen das umgebende Mittel einer Fortpflanzung der elektrischen Modifikation entgegensetzt. Ich spreche ausdrücklich von dem „umgebenden Mittel" und nicht von Luft, denn zwei Paraffinplatten von 1,5 cm Dicke, die ich ausgeschnitten und zwischen die ich eine zugeschmolzene Glasröhre mit einem Gemisch von Baryum- und Radiumchlorid brachte, zeigten, nachdem ich sie aneinander gekittet und mit Gewalt in den Zwischenraum der beiden Platten eines Curieschen Elektroskops geschoben hatte, eine zehnmal so grosse elektrische Leitfähigkeit wie ohne Becquerelröhre, die ihrerseits dreimal grösser war als die der atmosphärischen Luft im Augenblicke der Beobachtungen.

Ferner setzte ich auf die untere Platte des Elektroskops einen cylindrischen Trog aus dünnem Glase mit flachem Boden auf, füllte ihn mit Alkohol, tauchte in diesen die obere Platte und fand, als ich die Strahlungsröhre hineinführte, eine merkliche Verminderung des Widerstandes zwischen beiden Platten.

Ausserdem habe ich vermittelst mehrerer Abänderungen des Versuches, wobei immer die radioaktive Röhre hermetisch geschlossen war, die Schnelligkeit wahrnehmen können, mit der diese Leitfähigkeitszunahme eintritt und verschwindet; dieselbe nimmt während der ganzen Dauer der radioaktiven Einwirkung nicht weiter zu, sondern scheint sofort ihre obere Grenze zu erreichen.

Ich habe festgestellt, dass die Strahlungsröhre, auch wenn dieselbe von 3 bis 4 cm dicken Glas- oder Metallhüllen eingeschlossen ist, noch immer eine sehr merkliche Verminderung der Ladung des Elektroskops hervorbringt, und dass ohne eine solche Hülle die Einwirkung noch in einer Entfernung von mehreren Metern vom Apparat deutlich zu erkennen ist, dass sie mit den Dimensionen der strahlenden Fläche zunimmt und durch Anbringung eines konkaven parabolischen Metallspiegels [1]) auf das Doppelte gesteigert wird.

Gleichfalls habe ich festgestellt, dass, wenn die Strahlungsröhre in eine doppelte Dewarsche Glocke mit zwischenliegendem Vakuum eingeschlossen wird, sie durch dieses (sehr weit getriebene) Vakuum hindurch die Entladung elektrisierter Körper und auf einem Baryum-Platincyanürschirm induzierte Fluoreszenz hervorruft.

Alle diese Umstände scheinen mit einer Erklärung der Erscheinung vermittelst der Hypothese einer Ionisierung der Luft im Widerspruche zu stehen, wenigstens dann, wenn die radioaktiven Substanzen in einer zugeschmolzenen Glasröhre eingeschlossen sind. Ebenso ist die Annahme nicht zulässig, dass der Erscheinung ein Fluss von elektrisierten, von der Strahlungs-

1) Ausführlich in Arch. de Genève März 1902.

1) Comptes Rendus 30. Dez. 1901.

röhre ausgesandten Partikeln zu Grunde liege, denn dann könnte nur für eine Art Elektrisierung von einer Verminderung die Rede sein, während für die andere Art eine Vermehrung die notwendige Folge sein müsste. Daher müssten die ausgesandten Teilchen neutral sein; aber dann würde ihr Vorhandensein, selbst wenn es erwiesen wäre, nur eine sekundäre oder Begleiterscheinung bedeuten. Deswegen muss man meiner Meinung nach die Erklärung der Erscheinung in der Weise suchen, dass man diese Strahlung als Fortpflanzung einer Modifizierung des Äthers ansieht, die sofortige Polarisation der Molekularatmosphären des umgebenden Mediums zur Folge hat.

Ich habe eine vergleichende Untersuchung der Fortpflanzungsart, der gemeinsamen Eigenschaften und der anerkanntermassen komplexen Natur der Strahlungsgattuugen kathodischen und photochemischen Ursprunges angestellt und bin so zu der Schlussfolgerung gekommen, dass die Emission von Kathodenstrahlen nicht eine besondere Form kathodischer Disruptiv-Entladung darstellt, wie E. Bichat und R. Swyngedaw [1]) meinen, sondern vielmehr die Wirkung einer von der Anode ausgehenden Disruptiv-Entladung besonderer Form, und zwar eine Reflexion, welche eine eigentümliche Modifikation erfahren hat.

Der strahlende Teil des Anodenflusses [2]), der von dieser Entladung besonderer Art erzeugt wird, ist sicherlich von derselben Natur wie ultraviolette Strahlen, wie daraus hervorgeht, dass im Crookesschen Vakuum die beiderseitigen Wirkungen identisch sind. Man kann sich etwa vorstellen, dass diese Anodenstrahlen in der Richtung der Kraftröhren des elektromagnetischen Feldes fortgezogen werden, wie dies bei leuchtenden Springbrunnen mit den Lichtstrahlen der Fall ist, dass aber in der Nähe der Kathode die Stromlinien zu deren Oberfläche senkrecht werden, woselbst die Anodenstrahlen sämtlich oder zum Teil reflektiert werden müssen. Diese Modifikation würde dann die verschiedenen Strahlengattungen, welche das Kathodenbüschel darstellen, erzeugen.

Diese Hypothese ergiebt eine anscheinend logische Erklärung des Hittorfschen dunklen Raumes, der dann auf Rechnung einer von der schnellen Dämpfung begrenzten Interferenz käme, was damit im Einklang steht, dass dieser Raum in Vakuumröhren mit zunehmender Verdünnung anwächst.

Ebenso erklärt diese Hypothese folgende Erscheinungen:

Wenn man vor die Kathode, in eine Entfernung von 10 bis 15 mm, einen durchlochten Schirm setzt, so bilden sich die Kathodenstrahlen der Öffnung gegenüber, vorausgesetzt, dass der Schirm sich im dunklen Raume befindet. [1])

Wenn man, wie dies Schuster [2]) beschrieben hat, in den dunklen Raum einen Gegenstand bringt, so beobachtet man, dass dieser auf die Kathode Schatten wirft.

Nach dieser Hypothese wäre der Kathodenzufluss P. Villards [3]) nichts anderes als der anodische Strahlungsfluss.

So bringt der anodische Strahlungsfluss die Emission von Kathodenstrahlen hervor, diese erzeugen beim Aufprall auf eine Metallplatte oder das Glas der Röhre Röntgenstrahlen, die ihrerseits beim Aufprall auf Körper die Emission von Sekundär-, und diese wieder in derselben Weise die von Tertiärstrahlen veranlassen u. s. w. Alle diese Strahlen sind gleichmässig komplex und bestehen aus vom Magnetfelde ablenkbaren und nichtablenkbaren Strahlen, aus Strahlen von geringem und bedeutendem Durchdringungsvermögen etc.

Wenn man von den ultravioletten Strahlen und von der Becquerelschen Strahlung ausgeht, so kommt man in beiden Fällen durch alle diese Umwandlungsreihen und erhält gleiche Strahlengattungen.

Der Umstand, dass ein Metall, selbst wenn es unelektrisch ist, beim Aufprall ultravioletter Strahlen eine Strömung aussendet, die den Charakter besonders absorbierbarer Kathodenstrahlen [4]) zeigt, scheint auf eine Erscheinungsgruppe zu deuten, die eine Verbindung zwischen den gleichartigen Strahlen kathodischen Ursprunges und denen photochemischen Ursprunges (Becquerelstrahlen) darstellt. Da man die atomische Anlage oder den atomischen Aufbau, der zur Bildung der letztgenannten Anlass giebt, nicht ergründen kann, so bleibt der Mechanismus der Umwandlung unerklärt, aber meiner Meinung nach kann man in betreff der in beiden Fällen vektoriellen Äthernatur der Erscheinungen, auf welche die induzierte Phosphoreszenz und Fluoreszenz hindeuten, nicht im Unklaren sein.

Diese Phosphoreszenz führt uns zu der Annahme einer sekundären oder induzierten Natur der Becquerelstrahlen, die man als durch die Einwirkung einer gewissen, bisher noch unbekannten Strahlengattung erzeugt ansehen kann. Auf Grund dieser Auffassung habe ich auch die Bezeichnung Strahlungsinduktion gewählt,

1) Rapports au Congrès international de Physique de 1900 à Paris, **3**, 182.

2) A. Battelli und L. Magri, Über die Anoden- und Kathodenstrahlen. Diese Zeitschr. **1**, 18, 1899.

1) P. Villard, Les rayons cathodiques. Paris 1900. (Scientia), p. 91.

2) Proceed. Roy. Soc. **47**, 557, 1890.

3) P. Villard, loc. cit.

4) P. Lenard, Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht. Ann. d. Phys. **2**, 359, 370, 1900.

unter der ich all diese Erscheinungen einbegreifen will. Die ultravioletten und Kathodenstrahlen würden eine primäre elektrische Modifikation darstellen, also induzierende Strahlungen sein, während die anderen induzierte Strahlungen wären, die auch ihrerseits wieder induzierend wirken können.

Die Strahlenarten müssen in ihrer Anzahl unbegrenzt sein, wenn sie nur von den Wellenlängen, d. h. von der Schwingungsdauer abhängen, und ihre Reflexionsfähigkeit muss mit der Zunahme ihres Durchdringungsvermögens allmählich und stufenweise abnehmen.

Da das die interplanetären Räume erfüllende Medium mit gewissen Einschränkungen als dem der Crookesschen Röhren ähnlich angesehen werden kann, und da die Planetenatmosphären verhältnismässig sehr geringe Ausdehnung haben, so kann man die Sonne als Anode und die Planeten als Kathoden betrachten, und diese auf die Eigenschaften der ultravioletten Strahlen gestützte Hypothese würde sicherlich die Erklärung des Nordlichtes und der anderen elektrischen Erscheinungen der Erdatmosphäre wie auch die der Atmosphäre anderer Planeten und die Deutung der eigentümlichen Natur ihres Leuchtens erleichtern.

Genf, den 8. Juni 1902.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 10. Juni 1902.)

Über das Vorhandensein von reflektierbaren Strahlen in der von einer Mischung von Radium- und Baryumchlorid ausgesandten Strahlung.

Von Thomas Tommasina.[1])

Beobachtungen verschiedener Natur hatten mir die Möglichkeit des Vorhandenseins reflektierbarer Strahlen in den von gewissen radioaktiven Körpern ausgesandten Strahlungen nahe gelegt. Die einzelnen Versuche, die im folgenden beschrieben werden sollen, haben es mir ermöglicht, dieselben nachzuweisen und von den anderen teilweise, wenn auch nicht vollständig zu trennen. Die erste Anordnung war folgende:

Ein parabolischer Konkavspiegel aus versilbertem Kupfer mit 25 mm Brennweite und 12 cm Öffnung ist in der Mitte durchbohrt und mit einer Röhre versehen, deren innerer Durchmesser 11 mm beträgt. In diese Röhre passt ein Schlauch aus etwas starrem Kautschuk, der sich darin ohne starke Reibung bewegt, und in den eine kleine zugeschmolzene Glasröhre halb hineingepasst ist, in der sich Radium- und Baryumchlorid befinden. Der Kautschukschlauch ist an einem Stativ mit drehbaren Zangen befestigt, welch letztere es gestatten, die Richtung des Spiegels leicht zu verändern, ohne die radioaktiven Substanzen zu erschüttern. Man kann so den Spiegel sowohl als die Strahlungsröhre schnell entfernen und wieder einsetzen, ohne dass der ganze Apparat irgend eine andere Veränderung erleidet.

Dieser Apparat steht auf einem Tischchen über dem, auf dem sich das Curiesche Elektroskop befindet, an dem bei diesem Versuche die untere Platte entfernt ist.

Der Brennpunkt des Spiegels, woselbst die Strahlungsröhre angebracht ist, befand sich 60 cm vom Mittelpunkt der oberen Platte, und 45 cm über derselben, wobei die Achse des Spiegels nach diesem selben Mittelpunkt gerichtet war.

Das Elektroskop wurde vermittelst sehr schwacher Einwirkungen entweder positiv oder negativ elektrisiert, so dass der Ausschlag des Goldblättchens etwas mehr als bis zur 200. Teilung des Massstabes des zum Elektroskop gehörigen Fernrohres ging, um es zu vermeiden, während des anfänglich unregelmässigen Ganges Ablesungen zu machen, und um das umgebende Mittel und den Apparat durch den starken Elektrizitätsfluss geriebener Harz- oder Glasstäbe nicht allzusehr zu beeinflussen. Diese Versuche sind sehr minutiös und können infolge dieser letzteren Einwirkung nicht lange fortgesetzt werden.

Im folgenden gebe ich einige Beobachtungsreihen wieder, aus denen sich mit Sicherheit die Einwirkung des Spiegels auf einen Teil der Strahlung ergiebt. Die Zahlen der ersten Kolonne geben die Teilung des Massstabes an, woselbst das Goldblättchen sich nach einem Zeitraume von stets 60 Sekunden befand. Die der zweiten Reihe geben die Anzahl von Teilstrichen an, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zahlen der ersten Kolonne einbegriffen sind, und geben so den Ladungsverlust des Elektroskopes nach jeder Minute wieder.

Reihen mit negativer Ladung.

Ohne Spiegel		Mit Spiegel		Ohne Strahlungsröhre	
200		200	40	200	2
185	15	160		198	
169	16	122	38		
153	16	89	33	165	2
136	17	56	33	163	
119	17	26	30		
103	16			90	1,5
89	14			88,5	
75	14				
62	13			24,5	1,5
49	13			23	

1) Ausführlich in C. R. 30. Dezember 1901.

Reihen mit positiver Ladung.

Ohne Spiegel		Mit Spiegel		Ohne Strahlungsröhre	
185		200	40	200	2
166	19	160		198	
148	18	123	37		
130	18	89	34	161	1,5
113	17	56	33	159,5	
97	16				
80	17			115	2
65	15			113	
51	14			75	1,5
				73,5	

Ich habe auch noch regelmässigere Reihen erhalten; doch gebe ich hier nur Mittelwerte wieder, um ein besseres Bild von der Gesamtheit dieser Messungen zu geben; aus denselben geht hervor, dass der Spiegel die Wirkung der Röhre verdoppelt. Diese starke Zunahme zeigt deutlich, dass die Wirkung nicht allein auf Rechnung der von der Spiegelfläche unter der Einwirkung der direkten Strahlung ausgesandten Sekundärstrahlen kommen kann, die senkrecht von deren Einfallspunkten ausgehen; zumal da diese Strahlen in Anbetracht der parabolischen Form des Spiegels sich sämtlich längs der Axiallinie auf der Fortsetzung der Achse der Strahlungsröhre in der Nähe der letzteren kreuzen müssten, und zwar in der Richtung der den Spiegelbrennpunkt mit dem Mittelpunkt der Elektroskopplatte verbindenden Geraden. Ich kam auf den Gedanken, sie, ebensowie die direkten Strahlen, die die Röhre in dieser Richtung aussendet, mit Hilfe folgender Anordnung zu eliminieren:

Ein 8 cm im Durchmesser und 20 cm in der Länge messender Eisencylinder wurde der Länge nach in die Axialrichtung zwischen Elektroskop und Spiegel, 2 cm von letzterem entfernt, gebracht. Da der Konkavspiegel nur 12 cm Öffnung hatte, war seine wirksame Zone auf einen ringförmigen Streifen von 2 cm Breite reduziert. Der Rand des Spiegels ist nach aussen gekrümmt, so dass die Punkte, welche sekundäre Strahlen nach dem Elektroskop hinsenden könnten, den direkten Strahlen der radioaktiven Substanzen nicht ausgesetzt sind, die sich in der im Brennpunkt des parabolischen Spiegels angebrachten Röhre befinden.

Vermittelst dieser Anordnung habe ich feststellen können, dass der Cylinder fast zwei Drittel der Einwirkung der Strahlungsröhre auf das Elektroskop fortnahm, und dass die wirksame Zone des Spiegels dazu ausreicht, diesen Verlust auszugleichen. Die Erscheinung der Reflexion war auf diese Weise mit Sicherheit nachgewiesen.

Um die Strahlen grossen Durchdringungsvermögens, die nicht reflektierbar sind, von den reflektierten Strahlen zu trennen, habe ich den Eisencylinder durch einen dünnen Metallschirm ersetzt. Eine Messingplatte von derselben Dicke wie die Spiegelwände (0,5 mm) wurde senkrecht zur Axiallinie angebracht, 26 cm von der Strahlungsröhre entfernt, wobei die Entfernung der letzteren vom Elektrometer 42 cm betrug. Die Versuchsreihen, die ich mit letzterer Anordnung erhalten habe, zeigen, dass die Einschaltung der Metallplatte eine geringe Verminderung der Wirkung der direkten Strahlung der Röhre hervorruft, während sie die Wirkung des Spiegels vollständig aufhebt, obwohl letzterer den grössten Teil der Strahlung der Röhre sammelt und reflektiert. Diese Versuche wurden mit einer mit schwarzem Papier überzogenen Röhre wiederholt, wobei dieselben Resultate erhalten wurden, nur dass natürlich die Wirkung schwächer und etwas unregelmässiger war.

Um das Fluoreszenz-Induktionsvermögen und die photochemische Wirkung der reflektierten Strahlen zu untersuchen, habe ich folgende Versuche ausgeführt:[1])

Während die Strahlungsröhre sich im Brennpunkte des parabolischen Spiegels befand, habe ich an die Öffnung desselben einen Baryumplatincyanürschirm angelegt und konnte so vermittelst der Beobachtung der vollkommenen Gleichheit des induzierten Fluoreszenzfleckes feststellen, dass die Wirkung der vom Spiegelrande ausgesandten Strahlen keineswegs mit grösserer Intensität auftrat, ebensowie die der direkten von der Röhre ausgehenden Strahlen.

Ferner habe ich dann dasselbe vermittelst der photographischen Wirkung konstatieren können. Ich setzte den Spiegel, in dessen Brennpunkt die Strahlungsröhre sich befand, auf eine mit einem Glasnegativ bedeckte lichtempfindliche Platte auf; nach zehnstündlicher Belichtung zeigte das Positiv bei der Entwickelung, dass die aktinische Wirkung gleichmässig auf der ganzen Oberfläche stattgefunden hatte. Bei anderen Versuchen, wo die Röhre über den Brennpunkt hinausragte und sich näher an den Platten befand, bildete sich im centralen Teile ein dunklerer Fleck, was ich gleichfalls vermittelst des Fluoreszenzschirmes beobachtet habe.

1) Arch. Genève, März 1902.

Genf, den 18. Juni 1902.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 20. Juni 1902.)

Die Spektren kathodisch leuchtender Metalldämpfe.

Von Percival Lewis.

Neuere Untersuchungen haben im allgemeinen darauf abgezielt, die von Hittorf[1]) ausgespro-

1) Wied. Ann. 7, 587, 1879.

chene und von E. Wiedemann[1]) des weiteren ausgeführte Ansicht zu bestätigen, dass das Leuchten von Gasen und Dämpfen, besonders was die Erscheinungen der Vakuumröhre betrifft, von der Natur der Phosphoreszenz ist — d. h. direkt abhängt, nicht von hoher Temperatur, sondern von chemischen, elektrischen oder unbekannten Prozessen. Alle diese Strahlungserscheinungen, auf die das Kirchhoffsche Gesetz sich nicht quantitativ anwenden lässt, können, bis der Stand unserer Kenntnisse eine weitere Differentiation zulässt, unter die allgemeine Bezeichnung „Lumineszenz", die von E. Wiedemann vorgeschlagen worden ist, eingereiht werden.

Da die Fluoreszenz eine der auffallendsten Lumineszenzerscheinungen ist, war es von Interesse, festzustellen, ob Substanzen, die eine endliche Anzahl bestimmter freier Schwingungsperioden besitzen, wie Gase und Dämpfe, zur Fluoreszenz gebracht werden können. Diese Frage ist von E. Wiedemann und G. Schmidt[2]) bejahend beantwortet worden, indem dieselben zeigten, wie Natrium- und Kaliumdämpfe unter der Einwirkung des Sonnenlichtes fluoreszieren und dabei charakteristische Spektren geben, welche den gewöhnlichen Flammenspektren teilweise entsprechen.

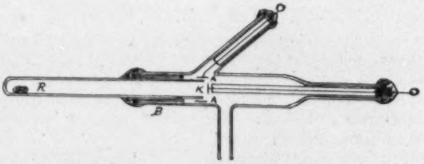
Kathodenstrahlen sind weit wirksamer als Sonnenlicht in betreff der Erregung von Fluoreszenz bei festen Körpern, und es erscheint einleuchtend, bei Dämpfen ähnliche Wirkungen zu erwarten, unabhängig von der direkten Wirkung des sie durchfliessenden Stromes. Einige Beweisgründe, die für diese Vermutung sprechen, sind allgemein bekannt. Das negative Büschel, das von einer ebenen Kathode ausgeht, erstreckt sich nicht nur in der Richtung der Anode, oder, was dasselbe ist, in der des Stromes, sondern breitet sich auch nach der entgegengesetzten Seite der Kathode aus, selbst wenn alle Vorsichtsmassregeln getroffen sind, um einen Stromfluss in dieser Richtung zu verhindern; die Länge dieser negativen Säule nimmt mit abnehmendem Drucke zu, und wenn sie die Wandungen der Röhre erreicht, beginnen diese zu fluoreszieren. Hertz[3]) isolierte im Jahre 1883 die Wirkung der Kathodenstrahlen von der des Stromes, indem er eine Vakuumröhre herstellte, bei der die Anode mit der Kathode konzentrisch war und fast in derselben Ebene lag, so dass die Stromlinien auf einen kleinen Raum beschränkt waren, während die Kathodenstrahlen nach dem 30 cm entfernten Ende der Röhre geworfen worden. Quecksilberdampf am Ende

1) Phil. Mag. **28**, 149, 248, 1889; Wied. Ann. **37**, 177, 1889.
2) Wied. Ann. **57**, 454, 1896; Astrophysical Journ. **3**, 207, 1896.
3) Wied. Ann. **19**, 809, 1883.

der Röhre glühte unter der Einwirkung der Kathodenstrahlen und zeigte die charakteristischen starken Linien des Quecksilberspektrums. Lenard[1]) fand, dass Kathodenstrahlen durch ein dünnes Aluminiumfenster hindurch in Gase, die sich auf atmosphärischem Druck befanden, übergingen; diese Gase glühten, freilich zu schwach, als dass sie irgendwelche Spektrallinien gezeigt hätten. Auch in diesem Falle konnten elektrische Ströme nur eine sehr unbedeutende Rolle gespielt haben, da solche nur von kleinen statischen Ladungen hätten herrühren können.

Die Spektra verschiedener Metalle in Vakuumröhren sind von E. Wiedemann und G. C. Schmidt[2]), sowie von A. C. Jones[3]) untersucht worden, doch wurden die Wirkungen der Kathodenstrahlen nicht unabhängig von denen des elektrischen Stromes erforscht.

Verfasser vorliegender Arbeit hat die Wirkungen von Kathodenstrahlen auf die Dämpfe der ihm zur Verfügung stehenden flüchtigen Metalle untersucht und dabei in zahlreichen Fällen charakteristische Leuchterscheinungen beobachtet. Bei Natrium- und Kaliumdämpfen schienen diese Wirkungen charakteristische Unterschiede gegenüber denen aufzuweisen, die von Wiedemann und Schmidt an denselben Dämpfen bei Fluoreszieren unter dem Einfluss von Sonnenlicht beobachtet worden waren. Kathodenstrahlen können nun entweder einfach eine stärkere Fluoreszenz hervorrufen, oder auch können die Wirkungen durch den mechanischen Aufprall der Kathodenkörperchen oder durch ihre elektrischen Ladungen in einer von Fluoreszenz gänzlich verschiedenen Weise zu stande kommen; deswegen ist es wohl besser, den allgemeineren Ausdruck „Lumineszenz" auf die beobachteten Erscheinungen anzuwenden. Es scheint jedoch auf der Hand zu liegen, dass diese Strahlung weder von hoher Temperatur noch von einem elektrischen Strom im gewöhnlichen Sinne abhängen kann, und es ist zu erwarten, dass nur die Grundlinien des Spektrums zu sehen sind.



Die benutzte Vakuumröhre war ziemlich ähnlich der von Hertz benutzten und ist auf beigefügter Figur zu sehen. Die zu unter-

1) Wied. Ann. **51**, 229, 1894.
2) Wied. Ann. **57**, 454, 1896.
3) Wied. Ann. **62**, 30, 1897.

suchende Substanz wird in die Hartglasröhre *R* gelegt, die dann in die Röhre *B* eingeschoben und an dieser mit Siegellack befestigt wird. Von der scheibenförmigen Kathode *K* werden die Kathodenstrahlen nach dem Boden von Röhre *R* in eine Entfernung von 25 cm geworfen. Die ringförmige Anode liegt ausserhalb von *R*, fast in einer Ebene mit *K*. Diese Anordnung liefert ein kompaktes Stromliniensystem und schützt den Boden von *T* vor Kathodenstrahlen, wenn der Strom umgekehrt wird. Als weitere Vorsichtsmassregel gegen Seitenströme und elektrostatische Einflüsse wurde manchmal ein Drahtnetzcylinder oder eine lange Drahtschlinge über die ganze Länge von *R* eingeschaltet, ohne dass hierdurch die beobachteten Erscheinungen eine merkliche Veränderung erlitten hätten. Die Röhre wurde mittels einer Töpler-Hagenschen Pumpe luftleer gemacht und mit einem etwa 15 cm lange Funken gebenden Induktorium erregt. Die leuchtenden Dämpfe wurden mit einem Browningschen Taschenspektroskop oder mit einem chemischen Spektroskop mit kalibrierter Skala zur Identifizierung der Linien beobachtet. Bei einigen Linien, die zu schwach waren, als dass sie mit letztgenanntem Instrument sich hätten beobachten lassen, wurde eine rohe Identifizierung in der Weise erzielt, dass ein Vergleich mit der Lage der Kohlenwasserstoffbanden im Spektrum der zur Erhitzung der Röhre benutzten Bunsenflamme angestellt wurde. Diese Schätzungen sind natürlich vor Fehlern nicht sicher, doch wahrscheinlich entsprechen derartige Linien bekannten starken Linien des Metalls.

Im folgenden gebe ich kurz die erhaltenen Ergebnisse wieder. Keines der benutzten Metalle war chemisch rein. Die Atmosphäre im Inneren der Röhre war chemisch hergestellter Stickstoff.

Natrium. Bei einer Temperatur unterhalb der Rotglut wurde ein orangenfarbiger Schein beobachtet, der die *D*-Linien zeigte; bei Rotglut wurde dieser Schein grünlichgelb und traten die citronengrünen Linien 5683—88 auf; ebenso schwache Linien oder Banden im Rot und Blaugrün, wahrscheinlich die Paare 6154—61 und 4979—83. Diese und die in den anderen Fällen beschriebene Lumineszenz zeigte sich nur dann, wenn die Evakuierung einen solchen Grad erreicht hatte, dass die Kathodenstrahlen den Boden von *T* trafen und das Glas zum Fluoreszieren brachten. Sie verschwand, wenn die Kathodenstrahlen mittels eines Magneten abgelenkt wurden, wurde jedoch durch Einführen eines Drahtnetzcylinders oder eines langen Drahtes nicht beeinflusst. Sie trat nicht auf, wenn der Strom umgekehrt wurde oder wenn bei Drucken, die ein wenig über Kathodenstrahlendruck lagen, ein schwacher Leitungsstrom durch den Dampf geschickt wurde, indem das Ende von *T* mit einem zur Erde abgeleiteten Leiter berührt wurde. Diese Thatsachen weisen daraufhin, dass die beobachteten Erscheinungen nur von den Kathodenstrahlen hervorgerufen waren. Farbe und Spektrum der Lumineszenz war von der von Wiedemann und Schmidt beobachteten Fluoreszenz verschieden, welch letztere grüne und rote Streifen aufwies.

Kalium. Leichter purpurner Schein. Die gelben Natriumlinien waren die hellsten des Spektrums. Ausserdem waren sichtbar die gelben Kaliumlinien 5783, 5802 und 5812, sowie mehrere schwache Linien im Grün, die nicht hell genug waren, um identifiziert werden zu können. Die roten und violetten Linien waren nicht sichtbar, was nicht zu verwundern ist, wenn man bedenkt, wie nahe dieselben den Grenzen des Spektrums liegen; jedoch liess die Farbe der Lumineszenz kaum einen Zweifel übrig, dass die entsprechenden Strahlungen wirklich vorhanden waren.

Magnesium. Magnesiumpulver wurde in der Röhre erhitzt. Dasselbe schmolz nicht, prasselte jedoch stark und sublimierte. Bei schwacher Rotglut erfüllte ein hellgrüner Schein das Ende der Röhre, der das Triplet 5183, 5172, 5167 erkennen liess.

Quecksilber. Der Schein war blassgrün, nicht rosa, wie Hertz angiebt. Zur Erklärung dieses Unterschiedes kann wohl ein Druckunterschied von einer Atmosphäre genügen. Die gelbe, grüne und blaue Linie war hell; die grüne Linie war am stärksten und beständigsten.

Zink. Gerade unterhalb der Rotglut wurde ein schwacher Lila-Schein beobachtet, der das Triplet 4811, 4722, 4680 zeigte. Diese Linien sieht man manchmal im Flammenspektrum des Chlorids. Bei Rotglut trat eine schwachrote Linie (wahrscheinlich 6383) gleichfalls auf, und der Schein nahm eine sattpurpurne Färbung an. Diese Linien waren die einzigen, die in einem schwachen Funkenspektrum auftraten, wenn kein Kondensator eingeschaltet war, und sonst die längsten Linien des Funkenspektrums. Manchmal sah man mit dem Taschenspektroskop schwach die Linie 4912.

Kadmium. Unterhalb der Rotglut war der Schein blass graublau, bei Rotglut violett. Die ersten beobachteten Linien waren in der Reihenfolge ihrer Intensität 5086, 4413, 4800 und 4678; bei sehr hoher Temperatur trat auch eine rote Linie auf (wahrscheinlich 6431). Die Linien 5086, 4800 und 4678 sind im Flammenspektrum des Chlorids zu sehen. Es ist auffallend, dass 4413, die bei einfachen Funken fast unsichtbar und bei Einschalten eines schwachen Kondensators verhältnismässig schwach ist, hier der grünen Linie an Intensität am nächsten kommt, während 4678 sehr schwach ist. A. C.

Jones[1]) bemerkt, dass im Vakuumröhrenspektrum des Kadmiums die Farbe ohne Funkenmikrometer grün, hingegen blau mit einem solchen ist, und dass ohne Funkenmikrometer 4800 und 4678 am stärksten und 4413 schwach ist. Die längsten Linien im Funkenspektrum sind 5086, 4800 und 4678. Diese Verschiedenheiten in Farbe und Spektrum sprechen gleichfalls dafür, dass die hier beobachteten Erscheinungen von denen, die den Durchgang des Stromes durch den Dampf begleiten, durchaus verschieden sind.

Thallium. Bei verhältnismässig niedriger Temperatur wurde hellgrüne Lumineszenz hervorgerufen, worin die grüne Linie 5380 zu sehen war.

Wismut, Blei, Antimon, Zinn und Aluminium zeigten keine merkliche Lumineszenz.

Schwefel, Selen und Tellur gaben einen sehr schwachen blauen Schein, der ein sehr schwaches im Grün und Blau kontinuierliches Spektrum zeigte.

Meistens waren die beobachteten Linien dieselben, die in Flammen- oder schwachen Funkenspektren zu sehen sind, und scheinen daher Grundschwingungen zu entsprechen.

Ich behalte mir vor, weitere Untersuchungen über den Gegenstand anzustellen.

Universität California, Berkeley, Mai 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 24. Juni 1902.)

Über die freie Elektrizität im dunklen Kathodenraume.

Von A. Wehnelt.

Eingehende Messungen über den Verlauf des Potentiales im dunklen Kathodenraume haben Herrn A. Schuster[2]) zur Aufstellung der Interpolationsformel

$$V_x = V_0 (1 - e^{-Kx})$$

geführt, worin V_x die Potentialdifferenz zwischen dem Punkte x und der Kathode, V_0 die gesamte Potentialdifferenz zwischen dem Glimmlicht und der Kathode und K eine Konstante bedeutet.

Unter Annahme dieser Formel hat dann Herr A. Schuster des weiteren die gesamte freie Elektrizität im dunklen Kathodenraume berechnet.

Vorläufige Messungen[3]) von mir über denselben Gegenstand hatten ergeben, dass die Formel von A. Schuster in grösseren Abständen von der Kathode sich recht gut den Messresultaten anschmiegt, in der Nähe der Kathode jedoch keine Gültigkeit mehr hat.

1) Wied. Ann. **62**, 30, 1897.
2) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. **47**, 642, 1890.
3) A. Wehnelt, Diese Z. **2**, 518 ff., 1901.

Zur Erlangung genauerer experimenteller Daten für die Berechnung der freien Elektrizität im dunklen Kathodenraume habe ich deshalb die Messungen über den Verlauf des Potentiales längs des dunklen Kathodenraumes noch einmal mit verbesserten Messeinrichtungen wiederholt. Als Kathode diente dabei eine im grossen Raume befindliche Kugel, um jede Beeinflussung durch die Wände des Entladungsgefässes zu vermeiden. Eine ausführlichere Beschreibung der Versuche folgt in den Annalen der Physik. An dieser Stelle möchte ich kurz die Ergebnisse derselben mitteilen.

I. Versuchsanordnung.

Als Kathode diente eine Aluminiumkugel (K) (Fig. 1) von 1 cm Radius. Dieselbe war messbar verschiebbar, so dass ihr Abstand von einer feststehenden Sonde (S) bis auf 0,01 cm genau abgelesen werden konnte. Diese Kathode (K) befand sich in einem grossen cylindrischen Gefäss von 15 cm Durchmesser und 30 cm Länge. Als Anode (A) diente ein langer Aluminiumdraht, der parallel zur Bewegungsrichtung der Kathode nahe der Glaswand befestigt war. Es wurde hierdurch erreicht, dass eine Verschiebung der Kathode auf- oder abwärts nicht die Entladungsbahn und damit auch nicht das gesamte Entladungspotential änderte. Die Kathode war stets durch ein Milliampèremeter zur Erde abgeleitet. Die Potentialdifferenzen zwischen Sonde und Kathode wurden mit einem wohl isolierten Warburgschen Quadrantenelektrometer (in Doppelschaltung) gemessen. Als Stromquellen diente bei Versuchen mit konstanter Stromstärke eine 20plattige Influenzmaschine, bei Versuchen mit variabler Stromstärke eine Hochspannungsbatterie.

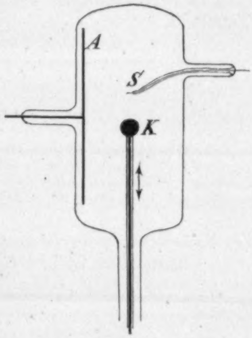


Fig. 1.

II. Verlauf des Potentiales bei verschiedenen Drucken, aber konstanter Stromstärke.

Aus einer grossen Zahl von Messungsreihen seien hier nur 4 aufgeführt, die bei recht verschiedenen Drucken erhalten wurden. In der Tabelle I bedeutet r den jeweiligen Abstand vom Mittelpunkt der Kugelkathode ($P = 1$ cm).

p die Drucke in mm Hg, V die Potentialdifferenzen zwischen Sonde und Kathode.

Tabelle I.

$i = 0{,}3 \cdot 10^{-3}$ Amp.

r[1]) =	V (in Volt)									
	1.1	1.2	1.3	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0	6.0
$p =$ 0.2	151	167	182	206	244	262	268			
0.1	226	235	252	268	307	327	337	339		
0.06	322			363	405	434	453	472	477	
0.03	507	527	545	557	584	617	637	671	688	690

III. Verlauf des Potentiales bei konstantem Druck, aber variabler Stromstärke.

Tabelle II.

Die Bezeichnungen sind dieselben wie bei Tabelle I.

$p = 0{,}09$ mm Hg.

$r =$[2])	V (in Volt)				
	1.1	1.5	2.0	3.0	4.0
$i =$ 0.25 . 10^{-3} Amp.	252	296	339	373	382
1.0 . 10^{-3} „	385	446	492	554	565
2.5 . 10^{-3} „	496	620	704	768	780
4.0 . 10^{-3} „	622	731	835	939	960

IV. Erörterung der Versuche und Berechnung der freien Elektrizität.

Aus der oben erwähnten Schusterschen Formel

$$V_x = V_0 (1 - e^{-Kx})$$

berechnete ich für mehrere Versuchsreihen den Wert der Zahl K. Folgende kleine Tabelle III zeigt, dass diese Zahl keineswegs eine Konstante ist, d. h. die Schustersche Formel hat keine Gültigkeit. Für eine Reihe von Abständen x von der Kathode sind darunter die für K berechneten Werte verzeichnet.

Tabelle III.

$p = 0{,}2$ mm Hg $\quad i = 0{,}3 \cdot 10^{-3}$ Amp.

$x =$	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0	1.5	2.0
$K =$	8.2	4.95	3.76	2.89	2.36	2.39	2.85

$p = 0{,}03$ mm Hg $\quad i = 0{,}3 \cdot 10^{-3}$ Amp.

$x =$	0.1	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0	7.0
$K =$	12.1	3.0	1.64	1.25	1.06	0.87	0.75	0.76	0.87	0.84

Da die Schustersche Formel demnach keine Gültigkeit hat und es mir auch nicht gelungen ist, eine den Verlauf des Potentiales in befriedigender Weise darstellende Interpolationsformel aufzustellen, so habe ich die Berechnung der freien Elektrizität graphisch ausgeführt, unter der Annahme, dass die Gleichung für die freie Elektrizität

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\varrho \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

auch auf stromdurchflossene Gase anwendbar ist.[1])

Da als Kathode bei den Versuchen eine frei im Raume befindliche, also unbeeinflusste Kugel gedient hatte, so muss die Gleichung (1) in Kugelkoordinaten ausgedrückt werden. Sie lautet alsdann

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial V}{\partial r} = -4\pi\varrho \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Die gesamte freie Elektrizitätsmenge im dunklen Kathodenraume ist dann:

$$E = \int_{r=R}^{r=a} 4\pi\varrho r^2 dr \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

worin ϱ die Dichte im Abstande r vom Mittelpunkt der Kugelkathode ($R = 1$ cm) und a den Abstand der Glimmlichtgrenze vom Mittelpunkte der Kugelkathode bedeutet.

Die Berechnung der Dichten ϱ habe ich ausgeführt, indem ich aus den nach Tabelle I und II erhaltenen Kurven für den Potentialverlauf diejenigen für $\frac{\partial V}{\partial r}$ und $\frac{\partial^2 V}{\partial r^2}$ graphisch ermittelte.

Die folgenden Tabellen IV und V enthalten die Werte von ϱ (im elektrostatischen Masssystem) für einige Abstände r von der Mitte der Kugelkathode, berechnet aus den in Tabelle I und II niedergelegten Messungen.

(Siehe Tabelle IV und V auf S. 503.)

Die Tabellen zeigen, dass die Dichte ϱ nicht überall dasselbe Vorzeichen hat. Unmittelbar an der Kathode und nahe der Grenze des dunklen Kathodenraumes befindet sich meist freie positive Elektrizität. Zwischen diesen positiven Ladungen befindet sich ein grosser negativ geladener Raum.

Berechnet man aus den Werten von ϱ die freie Elektrizität in dem Raume zwischen zwei Kugeln mit den Radien r und $r + dr$, so hat diese natürlich stets dasselbe Vorzeichen wie ϱ, d. h. die Kathode ist konzentrisch von elektrischen Ladungen verschiedenen Vorzeichens umgeben.

Die algebraische Summe der gesamten freien Elektrizitätsmengen giebt stets einen positiven Wert. Es ist also stets freie positive Elektrizität im Überschuss vorhanden. Die folgende Tabelle Nr. VI giebt die gesamte freie Elektrizität E (in

1) Näher als auf 0,1 cm durfte die Sonde nicht an die Kathode gebracht werden, da sie alsdann durch elektrostatische Kräfte in so starke Schwingungen geriet, dass sie gegen die Kathode stiess.

1) Vergl. J. Stark, Ann. d. Phys. **5**, 98—100, 1901.

Tabelle IV.

$r =$	ϱ											
	1.1	1.3	1.5	1.7	1.9	2.1	2.3	2.5	2.7	2.9	3.5	4.5
$p =$ 0,2	0.084	−0.003	−0.002	0.004	0.006	0.009	0.007	0.009	0.009	0.007		
0.1	0.018	−0.004	−0.004	−0.002	0.001	0.002	0.005	0.007	0.005	0.005	0.003	
0.06	−0.032	−0.020	−0.018	−0.014	−0.006	−0.002	−0.001	0.000	0.001	0.002	0.002	0.002
0.03	0.100	0.055	−0.004	−0.007	−0.006	−0.005	−0.002	−0.004	−0.005	0.0003	−0.0002	0.001

$i = 0{,}3 \cdot 10^{-3}$ Amp.

Tabelle V.

$r =$	ϱ										
	1.1	1.3	1.5	1.7	1.9	2.1	2.3	2.5	2.7	2.9	3.5
$i =$ 0.25 . 10−3	−0.017	−0.020	−0.012	−0.007	−0.001	0.004	0.002	0.007	0.006	0.007	0.002
1.0 . 10−3	−0.018	−0.026	−0.018	−0.01	−0.005	−0.002	0.001	0.004	0.006	0.006	0.005
(2.5 . 10−3)	[0.110	−0.011	0.007	0.041	0.002	0.009	0.009	0.008	0.007	0.007	0.005]
4.0 . 10−3	−0.015	−0.041	−0.035	−0.027	−0.023	−0.007	0.007	0.027	0.018	0.008	0.006

$p = 0{,}09$ (bei $i = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. war $p = 0{,}1$ mm Hg).

Coulombs) im dunklen Kathodenraume bei verschiedenen Drucken und bei verschiedenen Stromstärken, berechnet aus den in Tabelle I und II verzeichneten Messresultaten.

Tabelle VI.

$i = 0{,}3 \cdot 10^{-3}$ Amp.

$p =$	0.2	0.1	0.06	0.03
E[1]) =	0.31 . 10−9	0.27 . 10−9	0.12 . 10−9	0.05 . 10−9

$p = 0{,}09$ mm Hg (für $i = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp. war $p = 0{,}1$ mm Hg, daher der weit höhere Wert für E).

$i =$	0.25 . 10−3	1.0 . 10−3	(2.5 . 10−3)	4.0 . 10−3
E[1]) =	0.14 . 10−9	0.21 . 10−9	(0.66 . 10−9)	0.34 . 10−9

Da die graphische Methode nur sehr angenäherte Werte giebt, so können die in der Tabelle gegebenen Zahlen keinerlei Anspruch auf Genauigkeit erheben. Jedenfalls ist aus den Zahlen aber zu entnehmen, dass die gesamte freie Eletrizität mit abnehmendem Drucke geringer wird und mit zunehmender Stromstärke wächst.

Die gesamte im dunklen Kathodenraume befindliche freie Elektrizität influenziert auf der zur Erde abgeleiteten Kathode eine leicht zu berechnende Elektrizitätsmenge.

Betrachten wir im dunklen Kathodenraume eine unendlich dünne zur Kugelkathode konzentrische Kugelschale mit den Radien r und $r + dr$ und der konstanten Dichte ϱ, so ist in derselben eine Elektrizitätsmenge

$$e = 4\pi r^2 \varrho \cdot dr$$

enthalten.

Das Potential dieser Ladung auf einen Punkt im Inneren ist $= \frac{e}{r}$. Die gesamte influenzierte Elektrizitätsmenge sei E', dann ist das Potential dieser auf einen inneren Punkt $= \frac{E'}{R}$ (wo $R =$ Radius der Kugelkathode ist). Da die Kathode zur Erde abgeleitet ist, so muss das Gesamtpotential im Inneren Null sein, also

$$\frac{E'}{R} + \frac{e}{r} = 0.$$

Für die gesamte Ladung im dunklen Kathodenraume gilt dann

$$\frac{E'}{R} + \Sigma \frac{e}{r} = 0,$$

$$\text{wo } \Sigma \frac{e}{r} = \int_{r=R}^{r=a} \frac{4\pi r^2 \varrho \, dr}{r} \text{ ist}$$

($a =$ Abstand der Grenze des dunklen Kathodenraumes vom Mittelpunkt der Kugelkathode).

Hieraus ergiebt sich

$$E' = -R \int_{r=R}^{r=a} \frac{4\pi r^2 \varrho \cdot dr}{r}.$$

Die Ausführung der Berechnung ergiebt, dass auf der Kugel negative Elektrizität influenziert wird. Zahlen anzugeben hat keinen Zweck, da die graphische Ermittelung zu ungenaue Werte ergiebt.

Diese negative Influenzelektrizität kann Veranlassung zu Kathodenstrahlen geben, denn die vom Glimmlicht ausgehenden starken ultravioletten Strahlen werden eine ständige Zerstreuung dieser Ladung bewirken.

Erlangen, Physik. Instit. d. Univ., Juli 1902.

(Eingegangen 4. Juli 1902.)

1) E in Coulombs angegeben.

Einfluss des Elektrodenmetalles auf die Anfangsspannung.

Von J. Stark.

1. Folgerungen der Theorie.

Zwei Elektroden mögen sich in sekundär wenig ionisiertem Gase gegenüberstehen; zwischen ihnen sei eine elektrische Spannungsdifferenz von kleinem Betrage vorhanden. Es ist dann zwischen den Elektroden im Gas ein elektrostatisches Feld vorhanden, nach Massgabe der Form und des Abstandes der Elektroden. Dieses statische Feld bleibt bestehen, wenn die Spannungsdifferenz der Elektroden langsam erhöht wird. Die Erhöhung kann aber nicht unbegrenzt fortgesetzt werden; es wird schliesslich ein Wert der Spannungsdifferenz der Elektroden erreicht, bei dessen Überschreitung das Gas elektrisch leitend wird und darum eine starke elektrische Strömung oder eine Entladung durch sich hindurch ermöglicht. Insofern diese Art der Entladung den ionisierten Zustand des Gases durch die Energie ihres elektrischen Feldes selbst herbeiführt, heisst sie Selbstentladung; und derjenige Wert der Spannungsdifferenz der Elektroden, bei welchem sie eintritt, heisst ihre Anfangsspannung.

Wie durch zahlreiche Untersuchungen festgestellt wurde, ist die Anfangsspannung der elektrischen Selbstentladung eine Funktion des Elektrodenabstandes, des Gasdruckes, der Gasart und der Elektrodenform; auch der Einfluss der Temperatur auf sie lässt sich in einfacher Weise klarmachen. Nicht einig ist man über den Einfluss der Art des Elektrodenmetalles auf die Anfangsspannung; doch scheint eine grosse Zahl von Physikern der Ansicht zuzuneigen, dass die Anfangsspannung vom Elektrodenmetall unabhängig sei. Diese Ansicht ist indes falsch.

Wie an einer anderen Stelle (Ann. d. Physik **7**, 919, 1902) ausführlich dargelegt wurde, kommt die von einer Elektrode ausgehende elektrische Selbstentladung dadurch zu stande, dass in der Gasschicht an der Elektrode (Entladeelektrode) eine zweifache Grenzionisierung erfolgt, dass also die positiven Ionen und dann natürlich auch die negativen auf ihrer mittleren freien Weglänge ihre Ionisierungsspannung frei durchlaufen und am Ende derselben das Gas durch ihren Stoss ionisieren. Ist die Entladeelektrode positiv, also Anode, so gehen die positiven Ionen von ihr weg und wirken ausserhalb des Wirkungsbereiches des Elektrodenmetalles gegen das Gasinnere ionisierend; diese Ionisierungsspannung der positiven Ionen gegen das Gasinnere ($\triangle Vma$) ist darum unabhängig von dem Metall der Elektrode. Ist dagegen die Entladeelektrode negativ, also Kathode, so erfolgt die Ionisierung des Gases durch die auf sie zuschiessenden positiven Ionen in der Grenzschicht gegen das Metall; die Ionisierungsspannung ($\triangle Vmk$) ist nunmehr abhängig von dem Elektrodenmetall. Dieses setzt nämlich an den in seinem Wirkungsbereich liegenden Gasteilchen die Ionenenergie und damit auch die Ionisierungsarbeit (Ionisierungsspannung) herab. $\triangle Vmk$ ist darum kleiner als $\triangle Vma$ und im allgemeinen von Metall zu Metall verschieden.

Die Definition der Anfangsspannung (Va) lässt sich für die von einer Elektrode ausgehende Selbstentladung aus der Forderung gewinnen, dass an der Entladeelektrode auf der mittleren freien Weglänge (λp) der positiven Ionen deren Ionisierungsspannung ($\triangle Vma$ bez. $\triangle Vmk$) zu liegen habe. Ist V die Spannungsfunktion des elektrostatischen Feldes, Vo die Spannung der anderen Elektrode, so ergiebt sich (Ann. d. Physik **7**, 924, 1902)

$$Va = \triangle Vm + V(\lambda p) - Vo.$$

Bleibt die Form und der Abstand der Elektroden ungeändert, bleibt also das elektrostatische Feld bei Änderung des Gasdruckes oder der Art des Elektrodenmetalles sich ähnlich, so lässt sich die Spannungsfunktion in der Form $\varphi \,.\, f(x,y,z)$ geben, in der $f(x,y,z)$ ausschliesslich eine Funktion der Koordinaten ist. In diesem Falle lässt sich die Gleichung der Anfangsspannung so formulieren:

$$Va = \triangle Vm \frac{fe - fo}{fe - f(\lambda p)}.$$

Hierin ist fe der Wert von f auf der Entladeelektrode, fo derjenige auf der zweiten Elektrode. Der Druck und die Art des Gases zwischen den Elektroden, deren Form und Abstand möge konstant gehalten werden, geändert werde die Art des Elektrodenmetalles. Dazu setzen wir voraus, dass die Entladung immer von einer Elektrode ausgehe. Es lassen sich dann aus den Gleichungen der Anfangsspannung folgende Sätze ableiten.

Ist die Entladeelektrode positiv, so ist die Anfangsspannung unabhängig von dem Elektrodenmetall. Ist die Kathode Entladeelektrode, so hängt der Wert der Anfangsspannung von der chemischen Natur der Kathodenoberfläche ab, ist indes unabhängig von dem Metall der Anode.

Sind die Anode und Kathode kongruent in Form, Grösse und Metall und sind sie entgegengesetzt gleichhoch geladen, so wird die Kathode Entladeelektrode; die Anfangsspannung hängt darum in diesem Falle ab von dem Elektrodenmetall. Die Anode lässt sich dadurch zur Entladeelektrode machen,

dass man an ihr die Spannung stärker abfallen lässt als an der Kathode. Dies geschieht, indem man unsymmetrische Elektroden wählt, nämlich auf der einen Seite eine kleine Kugel, einen Kegel, eine Spitze, einen dünnen Cylinder, auf der anderen Seite eine grössere Kugel oder eine Platte. Die Elektrode mit dem grösseren Spannungsabfall wird dann Entladeelektrode.

Bei unsymmetrischen Elektroden ist die Anfangsspannung grösser, wenn die Entladeelektrode positiv, als wenn sie negativ ist; ihr Verhältnis in den zwei Fällen ist gleich $\triangle Vma / \triangle Vmk$. Im ersten Falle ist die Anfangsspannung unabhängig von dem Metall der Entladeelektrode, in dem zweiten Fall ändert sie sich mit demselben.

$\triangle Vmk$ ist gleich dem normalen Kathodenfall an dem Metall der Entladeelektrode. Demgemäss geht die Änderung der Anfangsspannung bei negativer Entladeelektrode Hand in Hand mit der Änderung des normalen Kathodenfalls; die Anfangsspannung ist um so kleiner, je kleiner der Kathodenfall an der Entladeelektrode ist. Da der Kathodenfall fast an allen oberflächlich oxydierten Metallen den gleichen Wert wie ungefähr an Platin hat, so ist auch die Anfangsspannung nahezu unabhängig von dem Elektrodenmetall, wenn dieses oberflächlich oxydiert ist. Um den Einfluss des Elektrodenmaterials auf die Anfangsspannung der Selbstentladung zu finden, hat man darum mit reinen Elektroden in Gasen zu arbeiten, welche deren Oberfläche nicht chemisch verändern.

2. Beobachtungen über polare Unterschiede bei der Selbstentladung.

Es ist bereits eine grosse Zahl von Untersuchungen über die Anfangsspannung der Selbstentladung zwischen unsymmetrischen Elektroden angestellt worden. Sie haben weitaus zum grössten Teile das Resultat ergeben, dass die Anfangsspannung bei positiver Ladung der Entladeelektrode grösser ist als bei negativer Ladung. Der abweichende Befund einer kleinen Zahl von Beobachtungen erklärt sich daraus, dass bei ihnen die Genauigkeit der Messung nicht genügend war oder dass sekundäre Störungen nicht ausgeschlossen waren.

So erfolgt die Selbstentladung zwischen einer Spitze einerseits und einer ausgedehnten Elektrode (Platte, Kugel, Cylinder) andererseits bei negativer Ladung der Spitze schon für eine kleinere Anfangsspannung als bei positiver Ladung. Diese Thatsache[1]) ist bereits so häufig und mit einer solchen Genauigkeit nachgewiesen worden, dass sie heute wohl von keiner Seite mehr angezweifelt wird.

Benützt man als eine Elektrode einen Cylinder (dünnen Draht), als zweite Elektrode eine parallele Platte oder allgemeiner einen ausgedehnten Leiter, so ist die Anfangsspannung ebenfalls grösser, wenn der Cylinder Anode, als wenn er Kathode ist.[1])

Der polare Unterschied bei der Selbstentladung zeigt sich endlich auch, wenn man als eine Elektrode eine kleine Kugel, einen Kegel oder das abgerundete Ende eines Cylinders, als zweite Elektrode eine grössere Kugel oder eine Platte benützt.[2]) Auch in diesem Falle ist die Anfangsspannung kleiner, wenn die erste Elektrode Kathode, als wenn sie Anode ist.

3. Beobachtungen über den Einfluss verschiedener Elektrodenmetalle auf die Anfangsspannung.

In den Versuchen, die im Nachstehenden besprochen sind, ist der Druck und die Art des Gases sowie die Form und der Abstand der Elektroden konstant gehalten; geändert wird lediglich die Art des Elektrodenmetalles. Die Beobachtungen über die Abhängigkeit der Anfangsspannung vom Elektrodenmetall sind noch nicht zahlreich; indes lassen sie die Richtigkeit der oben theoretisch gezogenen Folgerungen bereits unzweifelhaft erkennen.

Nach Righi[3]) ist die Anfangsspannung der Selbstentladung zwischen Platinkugeln grösser als zwischen Messingkugeln von gleichem Radius und gleichem Abstand; ist die eine Elektrode eine Platin-, die andere eine Kupferkugel, so ist die Anfangsspannung kleiner, wenn die letztere Kathode ist; ähnliche Resultate ergeben sich für andere Metalle.

Paschen[4]) schreibt bezüglich der Anfangsspannung der Selbstentladung in Luft zwischen Kugelelektroden aus Messing folgendes: „Nachdem die Kugeln geputzt waren, wurde der zu messende Abstand eingestellt und sofort ein Beobachtungssatz von 4 bis 8 Funken in Zwischen-

1) Faraday, Exp. Res. Ser. **13**; § 1493, 1838; Righi, Nuov. Cim. (2) **16**, 89, 1876; Röntgen, Gött. Nachr. 1878, 396; De la Rue u. Müller, Phil. Trans. **169**, 55, 1878; Macfarlane, Phil. Mag. (5) **10**, 402, 1880; Precht, Wied. Ann. **49**, 150, 1893; Warburg, Wied. Ann. **67**; 7, 1899; Ann. d. Phys. **2**, 295, 1900; Sieveking, Ann. d. Phys. **1**, 299, 1900; Tamm, Ann. d. Phys. **6**, 277, 1901.

1) Bichat, Ass. Franc. Nancy, **15**, 243, 1886; Borgesius, Metingen van de potentiaalverschillen; Diss., Groningen, 1892, 104; Overbeck, Wied. Ann. **60**, 193, 1897.

2) Faraday, Exp. Res. Ser. **13**, § 1480, 1838; Belli, Bibl. Italiana **36**, 280; Gaugain, Ann. Chim. et Phys. (4) **8**, 108, 1866; G. Wiedemann u. Rühlmann, Pogg. Ann. **145**, 235, 364, 1872; Righi, Nuov. Cim. (2) **16**, 589, 1876; Holtz, Wied. Ann. **11**, 513, 1880; Macfarlane, Phil. Mag. (5) **10**, 402, 1880; Borgesius, a. a. O. S. 66; Heydweiller, Wied. Ann. **48**, 213, 1893.

3) Righi, a. a. O. S. 100, 117.

4) Paschen, Wied. Ann. **37**, 76, 83, 1889.

räumen von ungefähr einer Minute gewonnen. Dabei zeigte sich bald, dass der erste Funke fast durchgängig ein etwas kleineres, die folgenden dasselbe etwas höhere Potential hatten. Als Grund hierfür mag eine Veränderung der metallischen Oberfläche durch den ersten Funken anzusehen sein." Heydweiller[1]) bestätigte die Beobachtung Paschens.

Borgesius[2]) hat die Anfangspannung der Selbstentladung in Luft zwischen zwei Plattenelektroden aus verschiedenem Metall bestimmt. Es zeigte sich, dass bei mehreren Metallen die Anfangsspannung für den ersten Funken ebenfalls eine andere war als für die folgenden, ferner für verschiedene Metalle verschiedene Werte besass. Mehrere Metalle ergaben auch für spätere Funken verschiedene Anfangsspannungen.

Wenn in neuerer Zeit Precht[3]) und Orgler[4]) für verschiedene Elektrodenmetalle denselben Wert der Anfangsspannung erhielten, so hat dies nach meiner Ansicht den Grund darin, dass sie nicht mit oxydfreien Oberflächen arbeiteten.

Bichat[5]) hat mit einem zu Messzwecken konstruierten elektrischen Flugrad die Anfangsspannung für die Selbstentladung an dünnen Drähten bestimmt. Er hat hierbei auch den Einfluss des Elektrodenmetalles untersucht. Ich habe die wertvolle Arbeit Bichats erst nach Veröffentlichung der von mir entwickelten Ionenstosstheorie der Selbstentladung kennen gelernt. Es ist überraschend, wie genau sich die zunächst gewagt erscheinende Vorhersage der Theorie in Bichats Versuchen bestätigt. Da die Arbeit Bichats wenig bekannt ist und für Anstellung weiterer Versuche in der angegebenen Richtung sehr lehrreich ist, sei hier ein Teil von ihr übersetzt wiedergegeben.

„Für den gleichen Platindraht behält die Anfangsspannung genau denselben Wert bei, wenn nur der Draht vollkommen rein ist. Für den Platindraht von dem angegebenen Durchmesser (0,00501 cm) schwankt der absolute Wert der Anfangsspannung in den Versuchen mit mehreren Wochen Zwischenzeit zwischen 68,3 und 69,9. — Wenn das Flugrad negativ geladen ist, findet man ebenfalls, dass es solange in Ruhe bleibt, als die Spannung nicht einen bestimmten Wert erreicht hat, bei dessen Überschreitung es sich zu bewegen beginnt. Der einzige Unterschied beim Platin besteht darin, dass die Anfangsspannung einen kleineren Wert hat als bei positiver Ladung des Flugrades. So beträgt für den 0,00501 cm dicken Draht der mittlere Wert der Anfangsspannung nur 63,2. Wenn der Platindraht gut gereinigt ist, sind die Schwankungen der Anfangsspannung um den angegebenen Mittelwert ziemlich klein; indes sind sie merklich grösser als bei positiver Ladung des Flugrades. Die äussersten Werte sind 61,4 und 64,8.

Es ist interessant, die Resultate zu vergleichen, welche man mit Drähten von gleicher Dicke, aber verschiedenem Metall erhält. Ich habe nacheinander Drähte von Gold, Silber, Eisen, Nickel und Aluminium untersucht; sie hatten alle denselben Durchmesser wie der Platindraht (0,00501 cm).

Das Gold hat dieselben Resultate wie das Platin ergeben, sowohl für positive wie für negative Ladung des Flugrades.

Das Silber liefert auch die gleichen Resultate wie das Gold und Platin. Die Anfangsspannung hat noch genau den gleichen mittleren Wert 69,2 für positive und 63,5 für negative Ladung. Wenn man den Silberdraht nach Behandlung mit Schwefelwasserstoff untersucht, so zeigt die Anfangsspannung noch denselben Wert wie zuvor im Falle positiver Ladung; für negative Ladung ist sie indes unverkennbar kleiner geworden; sie kann bis auf den Wert 53 erniedrigt werden, auf dem sie übrigens kurze Zeit stehen bleibt. Wenn man den Versuch fortsetzt, so nimmt die Anfangsspannung allmählich wieder zu, um schliesslich den Wert 63 zu erreichen, welcher nahezu gleich demjenigen ist, den man bei völliger Reinheit des Drahtes findet.

Im Falle des Eisens ist die Anfangsspannung bei positiver Ladung noch genau dieselbe wie für die vorhergehenden Metalle. — Die negative Ladung liefert viel unregelmässigere Zahlen. Der Wert der Anfangsspannung ist für einen sehr reinen Draht im Anfang ziemlich klein, nämlich ungefähr 56; er wächst darauf allmählich mit der Zeit, um schliesslich die Zahl 63,1 zu erreichen, die nahezu gleich derjenigen für Platin ist.

Beim Nickel erhält man analoge Resultate wie beim Eisen; für positive Ladung ist die Anfangsspannung wenig verschieden von derjenigen, welche die vorangehenden Metalle liefern, ihr mittlerer Wert ist nahezu gleich 69. Aber im Falle negativer Ladung schwankt die Anfangsspannung zwischen viel weiteren Grenzen; sie geht herab bis zu 35 und kann nach längerer Benützung des Drahtes einen mittleren Wert von 63 erreichen, der sich ja auch für Gold und Platin ergiebt.

Das Aluminium endlich zeigt analoge Unregelmässigkeiten. Die Anfangsspannung bei positiver Ladung des Flugrades ist immer nahezu 69. Bei negativer Ladung steigt es dagegen von 51 auf 63. Diese Veränderung kommt allmählich,

1) Heydweiller, Wied. Ann. **48**, 217, 1893.
2) Borgesius, a. a. O. S. 125.
3) Precht, Wied. Ann. **49**, 150, 1893.
4) Orgler, Ann. d. Phys. **1**, 174, 1900.
5) Bichat, Sur le tourniquet électrique et la déperdition de l'électricité par convection, Ass. Franc. Nancy, **15**, 243 bis 253, 1886.

der kleinste Wert entspricht immer dem neuen Draht.

Aus dieser vergleichenden Untersuchung an Flugrädern mit Drähten von verschiedenem Metall, aber gleichem Durchmesser folgt, dass die Anfangsspannung unverkennbar die gleiche ohne Rücksicht auf das Metall ist, wenn das Flugrad positive Ladung besitzt. Bei negativer Ladung ist der Wert der Anfangsspannung, welcher für Gold und Platin gleich ist, erst kleiner für Eisen, Nickel, Silber, Aluminium; er nimmt darauf mit der Zeit zu, um genau gleich demjenigen zu werden, welchen man für die unter den Versuchsbedingungen schwerer sich ändernden Metalle erhält. Diese Veränderlichkeit ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass die Metalle in Luft — — sich oberflächlich mit einer Oxydschicht bedecken. Dass dem wirklich so sei, dafür spricht folgende Beobachtung. Macht man ein Flugrad aus Eisendrähten, die von vornherein in einem Ozonstrom oxydiert wurden, so erhält man schon das erste Mal Werte, welche sehr nahe denen für Platin liegen."

Göttingen, Jnni 1902.

(Eingegangen 24. Juni 1902.)

Der sogenannte Übergangswiderstand der Funkenentladung.

Von J. Stark.

1. Die Erscheinung und frühere Erklärungsversuche.

Der elektrische Funke oder allgemeiner die Selbstentladung kann nicht eintreten, bevor nicht die Spannungsdifferenz der Elektroden einen gewissen Wert, die Anfangsspannung, erreicht hat. Für kleine Elektrodenabstände (l) lässt sich in kleinen Variationsintervallen die Anfangsspannung V als lineare Funktion von l darstellen: $V_a = \alpha + \beta \cdot l$. Die Konstante α beträgt mehrere Hundert Volt; sie hat zur Folge, dass auch bei sehr kleinen Elektrodenabständen der Eintritt der Selbstentladung eine beträchtliche Spannungsdifferenz beansprucht.

Dies Verhalten der Selbstentladung bei kleinen Elektrodenabständen ist schon lange bekannt; Fig. 1 stellt dahingehende Messungen von W. Thomson[1]) (Plattelektroden) und Borgesius[2]) (Kugelelektroden) dar.

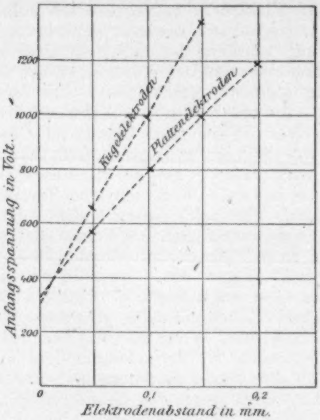


Fig. 1.

Zur Erklärung der Erscheinung hat Maxwell (Treat. Art. 59 u. 369) zwei Hypothesen aufgestellt. „Man kann vielleicht annehmen, dass die Luft an den Oberflächen der Konduktoren sich verdichtet und so besser isoliert; sind dann die beiden Konduktoren sehr nahe, so stossen die kondensierten Luftstrata aneinander. Es ist aber auch möglich, dass überhaupt das Potential eines geladenen Konduktors nicht mit dem in der berührenden Luftschicht übereinstimmt, sondern sich von ihm um eine Grösse unterscheidet, die gerade vor der Entladung ihren maximalen Betrag erreicht." Chrystal[1]) wies noch auf die zwei folgenden Erklärungsmöglichkeiten hin. Es kann einmal die Luft in der Nähe der Elektroden elektrisch geladen sein; sodann kann die Dielektrizitätskonstante der Luft in der Oberflächenschicht eine Funktion des Abstandes von der Oberfläche sein.

Den meisten Anklang fand die erste Hypothese Maxwells. Indes wies Heydweiller darauf hin, dass zum Ende einer ausreichenden Erklärung die Verdichtung der Luft an den Elektroden eine bis dahin ungekannte Grösse haben müsste, und Borgesius (a. a. O. 112) zeigte experimentell auf optischem Wege, dass eine solche Verdichtung nicht vorhanden ist. Ebenso lässt sich zeigen, dass auch die drei anderen Hypothesen unhaltbar sind. Sie sind vor allem nicht mit der unten näher besprochenen Beobachtung in Einklang zu bringen, dass die Dicke der Gasschicht, auf welcher die durch die Konstante α gegebene Spannungsdifferenz liegt, angenähert umgekehrt proportional dem Gasdruck ist und daher sehr gross werden kann.

In neuerer Zeit hat man zur Erklärung der fraglichen Erscheinung von einem Übergangswiderstand gesprochen, der sich in konstanter Stärke dem Übergang der Elektrizität zwischen

1) W. Thomson, Proc. Roy. Soc. 10, 326, 1860.

2) Borgesius, Metingen van de potentiaalverschillen, Diss., Groningen 1892, 47.

1) Chrystal, Proc. Edinb. Soc. 1882, 487.

Gas und Elektrode entgegensetzen soll. Das Wort Übergangswiderstand giebt indes keine Erklärung, sondern ist lediglich eine andere und noch dazu unklare Ausdrucksweise für die in Rede stehende Erscheinung. Das Wort ist überdies unsachgemäss. In elektrischer Hinsicht ist das Wort Widerstand bereits für einen anderen wohldefinierten Begriff, den Ohmschen Leitungswiderstand, vergeben; man sollte es darum nicht auch noch auf eine Erscheinung anwenden, die mit diesem nicht das geringste gemeinsam hat. Welcher Art ist die Schicht, in welcher der rätselhafte „Übergangswiderstand" liegen soll? Dass in der Grenze zwischen Gas und Elektrode nicht ein grosser Ohmscher Widerstand liegt, geht aus folgender Thatsache hervor. Wenn man das Gas zwischen den Elektroden kräftig sekundär ionisiert, so lässt sich eine starke Strömung zwischen ihnen herstellen, auch wenn das Gas unmittelbar an der Oberfläche der Elektroden nicht ionisiert wird.

2. Folgerungen aus der Ionenstosstheorie und Beobachtungen.

Nach der Ionenstosstheorie [1]) kommt die elektrische Selbstentladung dadurch zu stande, dass an einer Elektrode, der Entladeelektrode, zweifache Grenzionisierung durch Ionenstoss eintritt. An der einen Seite dieser Grenzionisierung ionisieren die positiven Ionen durch ihren Stoss das Gas, auf der anderen Seite die negativen Ionen. Ist beispielsweise die Kathode Entladeelektrode, so wirken die auf sie zuschiessenden positiven Ionen unmittelbar an ihrer Oberfläche ionisierend, etwas davon entfernt im Gasinnern die wegfliegenden negativen Ionen. Die Länge der zweifachen Ionisierungspartie ist gleich der mittleren freien Weglänge der positiven Ionen, die auf ihr liegende Spannungsdifferenz gleich der Ionisierungsspannung der positiven Ionen. Ist die Kathode Entladeelektrode, so ist diese Spannungsdifferenz gleich dem normalen Kathodenfall.

Ist V_a die Anfangsspannung, $\triangle V_{ma}$ bezw. $\triangle V_{mk}$ die Ionisierungsspannung der positiven Ionen an der Anode bezw. Kathode, V die Spannungsfunktion zwischen den Elektroden, λ_p die mittlere freie Weglänge der positiven Ionen, V_0 die Spannung der Elektrode, an welcher die Entladung nicht einsetzt, so gilt:

$$V_a = \triangle V_m + V(\lambda_p) - V_0.$$

Aus der vorstehenden Gleichung ziehen wir die Folgerungen für kleine Elektrodenabstände. Bei grosser Nähe der Elektroden ist an beiden der Spannungsabfall nahezu gleich gross. Da $\triangle V_{mk}$ beträchtlich kleiner ist als $\triangle V_{ma}$, so wird bei kleinem Elektrodenabstand immer die Kathode zur Entladeelektrode; die Gleichung der Anfangsspannung wird darum für diesen Fall:

$$V_a = \triangle V_{mk} + V(\lambda_p) - V_0.$$

Die Anfangsspannung hat ihren kleinsten Wert, ist nämlich gleich dem normalen Kathodenfall, wenn $V(\lambda_p) - V_0 = O$, wenn also der Elektrodenabstand l gleich der mittleren freien Weglänge (λ_p) der positiven Ionen geworden ist. Bei weiterer Verkleinerung sind zwei Fälle zu unterscheiden. Erstens kann, beispielsweise bei parallelen Plattenelektroden, die Länge sämtlicher Kraftlinien, welche von der Kathode zur Anode durch das Gas laufen, kleiner sein als die freie Weglänge (λ_p). In diesem Falle erreichen die meisten sekundär vorhandenen positiven Ionen die Kathode, ohne zuvor das Gas durch ihren Stoss zu ionisieren; soll Selbstentladung eintreten, so muss die Anfangsspannung über den normalen Kathodenfall gesteigert werden, damit die wenigen innerhalb des Gases zum Stoss gelangenden positiven Ionen zur Ionisierung befähigt werden. Zweitens können einige Stellen der Kathode bereits von der freien Weglänge λ_p (von der Anode aus gemessen) erreicht werden, andere dagegen nicht. In diesem Falle springt die Selbstentladung von jenen auf diese Stellen über, schlägt also nicht mehr den kürzesten Weg zwischen den Elektroden ein; die Anfangsspannung bleibt indessen auch noch bei weiterer Verkleinerung des Elektrodenabstandes auf dem normalen Kathodenfall stehen.

Zur Erzielung des kleinsten Wertes der Anfangsspannung (normaler Kathodenfall) ist eine Verminderung des Gasdruckes oder Vergrösserung der freien Weglänge der Ionen äquivalent einer Verkleinerung des Elektrodenabstandes. Die Dicke der Gasschicht, welche den sogenannten Übergangswiderstand in sich birgt, auf welcher, schärfer gesprochen, der normale Kathodenfall liegt, ist angenähert umgekehrt proportional dem Gasdruck und ist gleich dem grössten Elektrodenabstand, welcher den kleinsten Wert der Anfangsspannung ergiebt. Wie der normale Kathodenfall, so ist auch die kleinste Anfangsspannung der Selbstentladung abhängig von der Art des Gases und des Elektrodenmetalles.

Die vorstehenden Folgerungen sind fast alle bereits durch das Experiment bestätigt worden. Strutt [1]) untersuchte die Abhängigkeit der Anfangsspannung vom Gasdruck für parallele Plattenelektroden. Er fand als kleinsten Wert der Anfangsspannung in verschiedenen Gasen den normalen Kathodenfall; mit einer kleineren Span-

1) Ann. d. Phys. 7, 417, 919, 1902.

1) Strutt, Phil. Trans. 193, 377, 1900.

nungsdifferenz konnte er keine Funkenentladung hervorbringen. Dies Resultat kann nicht erschüttert werden durch eine Angabe von Earhart.[1]) Dieser untersuchte die Anfangsspannung zwischen einer Kugel und einer Ebene bei kleinen Abständen. Solange die Anfangsspannung bei ihm oberhalb des Kathodenfalls lag, reihten sich seine Werte geradlinig aneinander, für sehr kleine Abstände giebt er zwar Werte an, welche kleiner sind als der Kathodenfall, aber ganz ausser der Reihe der anderen Werte liegen, offenbar einem anderen Gesetz folgen und einem anderen Vorgang als der Selbstentladung zuzueignen sind.

Erinnert sei ferner daran, dass auf der Länge des Kathodendunkelraumes der Kathodenfall liegt und dass dessen normaler Wert unabhängig vom Gasdruck ist; die Länge des Kathodendunkelraumes ist angenähert umgekehrt proportional dem Gasdruck.

1) Earhart, Phil. Mag. (6) 1, 147, 1901.

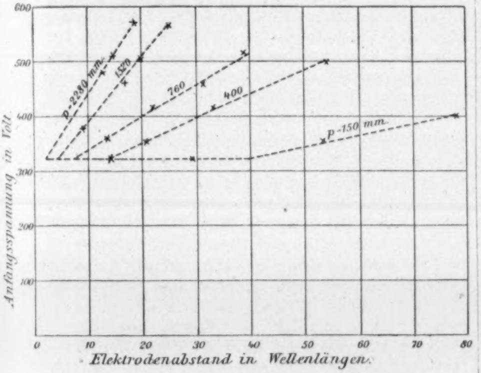


Fig. 2.

Nach Hittorf, Wiedemann, Lehmann und anderen verschwindet bei Annäherung der Elektroden von demjenigen Teil der Anode das Glimmen, welcher in den Kathodendunkelraum taucht und begiebt sich auf entferntere Teile der Anode; ein analoger Vorgang hat an der Kathode statt. Wird die Anode der Kathode soweit genähert, dass sich alle ihre Punkte im Dunkelraum befinden, so steigt die Elektrodenspannung sehr stark an. In Strutts Versuchen über die Selbstentladung zwischen nahen Plattenelektroden stieg die Anfangsspannung nach Erreichung ihres kleinsten Wertes wieder schnell an, als der Gasdruck weiter erniedrigt wurde.

Die vorstehende Figur 2 ist nach Angaben von Earhart gezeichnet; sie bezieht sich auf Luft, die Wellenlänge ist diejenige der *D*-Linie. Wie man ersieht, lässt sich die Anfangsspannung der Selbstentladung in der Nähe ihres Minimums (etwa 320 Volt) durch eine Gleichung von der Form $V_a = \alpha + \beta \cdot l$ darstellen; α und β sind hierbei Funktionen des Druckes. Dies ergiebt sich auch aus unserer Gleichung der Anfangsspannung. Wir dürfen in der Richtung des grössten Spannungsabfalles das elektrische Feld nahezu als homogen betrachten und können (bei Vertauschung des Vorzeichens von Anode und Kathode) $V = a - b \cdot x$ setzen, wo a die Spannung der Kathode ist. Die Gleichung der Anfangsspannung wird dann

$$V_a = \triangle V_{mk} + b \cdot (l - \lambda_p).$$

Diese Gleichung gilt für $l \geq \lambda_p$ in einem kleinen Variationsgebiet von l. Für $V_a = \triangle V_{mk}$ ist $\lambda_p = l$. Die freie Weglänge der positiven Ionen lässt sich demnach aus der Figur entnehmen, sie ist aufsteigend von kleinen zu grossen Drucken bezw. 40, 15, 8, 4, 2,7 Wellenlängen; für die Produkte aus Druck und Weglänge ergiebt sich bez. 6000, 6000, 6080, 6080, 6156.

Göttingen, Juni 1902.

(Eingegangen 3. Juli 1902.)

BESPRECHUNGEN.

G. Bigourdan, Le système métrique des poids et mesures. 8°. VI u. 458 S. Paris 1901.

In einem ziemlich umfangreichen Bande giebt der Verfasser eine ausführliche Geschichte der Einführung des metrischen Systems. Wie wenig andere ist gerade Bigourdan zur Herausgabe eines solchen Werkes befähigt. Langjährige Studien auf dem Gebiete der technischen Wissenschaften sowohl, wie die ihm im vollen Umfange zu Gebote stehenden urkundlichen Schätze des Pariser Observatoriums standen ihm zur Seite.

Der Inhalt des Buches ist daher auch eine Sammlung aller auf die Geschichte dieses einheitlichen Mass- und Gewichtssystems bezüglichen Dokumente von seltener Vollständigkeit, und die dazwischen geschobenen Kapitel erläuternden und erzählenden Inhaltes sind von hohem Interesse. Wohl mag manchem Leser die Langwierigkeit der Verhandlungen in ihren einzelnen Stadien, die bis in die Mitte des 18. Jahrhunderts zurückgehen[1]), etwas ermüden,

1) Den ersten Vorschlag, eine Toise auf Grund der Erdmessung selbst herzustellen („tiré de la nature même"), hat schon Picard im Jahre 1668 gemacht.

aber charakteristisch für die Geschichte des metrischen Systems sind sie gewiss.

Der erste Abschnitt des Buches ist als Einleitung behandelt, er führt alle die Vorarbeiten und früheren Vorschläge zu einem einheitlichen, und, wie man beabsichtigte, einem Naturmass auf. Von dem Zeitpunkt an, in dem als Grundeinheit die Länge des Quadranten eines Erdmeridians in Vorschlag gebracht und gesetzlich sanktioniert war, ist die Geschichte des metrischen Systems zugleich eine solche der gesamten Erdmessung. Ihr Verlauf ist daher auch in diesem Sinne von grossem Interesse; knüpfen doch bis auf den heutigen Tag eine Anzahl geodätische Untersuchungen an diese Vorarbeiten an. Erst durch sie gelangten wir im Laufe der Zeit zu der Kenntnis der Gestalt der Erde in ausgedehntem Masse.

Nachdem der Verfasser im 1. Kapitel noch die Normalien der alten französischen Masse und ihre Bewahrung besprochen, giebt er dort noch eine kurze Uebersicht darüber, inwieweit sich auch die Regierung mit der einheitlichen Ordnung von Mass und Gewicht befasste. — Das zweite Kapitel ist der definitiven Einführung durch die Assemblée constituante gewidmet und bringt die wichtigsten Aktenstücke meist in authentischer Form.

Zunächst wurde auf Grund der vorhandenen Messungen ein vorläufiges Prototyp des Meters geschaffen (Kap. III) und eine Kommission mit dessen Verwertung und Aufbewahrung betraut, bis eine definitive Bestimmung erfolgt sei (Kap. VI). Die Arbeiten dieser Kommission wurden aber wegen des langsamen Fortschreitens der Triangulation unterbrochen und einstweilen durch Dekret vom 1. August 1793 das provisorische Meter als definitiv gültig angenommen. — Durch das Gesetz vom 18. Germinal des Jahres III (7. April 1795) wurden die Arbeiten wieder aufgenommen und feste Bestimmungen bezügl. des zu schaffenden Normalmeters getroffen; da diese von grosser geschichtlicher Bedeutung, möchte sich Referent gestatten, die Artikel dieses Gesetzes hier im Auszug wörtlich wiederzugeben: Il n'y aura qu'un seul étalon des poids et mesures pour toute la République: ce sera une règle de platine sur laquelle sera tracé le mètre qui a été adopté pour l'unité fondamentale de tout le système des mesures. Cet étalon sera exécuté avec la plus grand précision d'après les expériences et les observations des commissaires chargés de sa détermination .....

In Artikel 5 heisst es dann zur Erläuterung: „Mètre, la mesure de longueur égal à la dixmillionième partie de l'arc de meridien terrestre compris entre le pôle boréal et l'équateur".

Das Kap. VII beschäftigt sich mit der Nomenklatur des metrischen Systems, während die nächsten Kapitel rein geodätischen Bestimmungen gewidmet sind, die sich auf Vorschriften für die Vermessungsarbeiten beziehen. Aber auch die Festsetzung des provisorischen Meters ist darin gegeben, es soll 0,513243 Toisen (Pérou) = 3 Fuss 11,44 Linien sein, bei einer Temperatur der Toise von 13^0 R. — Die Länge des Sekundenpendels wird in Kap. X und das Prototyp der Gewichte in Kap. XI behandelt.

Die Kapitel XII bis XV enthalten die Berichte über die geodätischen Messungen in Frankreich und deren Fortsetzung bis Barcelona, während die nächsten Kapitel die Aktenstücke bringen, welche sich auf die Festsetzung des „Mètre definitif" beziehen und die Anweisungen für dessen Herstellung enthalten. Im Kap. XIX ist das Gesetz vom 19. Frimaire des Jahres VIII gegeben, welches die Länge des definitiven Meters auf 3 Fuss 11,296 Linien der „Toise des Pérou" festsetzt, und dasjenige, welches die Sorge der Erhaltung der neugeschaffenen Prototype dem Observatorium zu Paris überweist. — Eine interessante Beigabe ist die Abbildung der auf dieses denkwürdige Ereignis geprägten Medaille. Auf der Vorderseite trägt sie die stolze Inschrift: „A tous les temps, à tous les peuples"; ein frommer Wunsch, der leider bis heute noch nicht ganz in Erfüllung gegangen ist.

In den ersten 6 Decennien des vergangenen Jahrhunderts ist im wesentlichen ein Fortschritt in der weiteren Verbreitung des Einheitssystems für Mass und Gewicht nicht zu verzeichnen und demgemäss beschäftigen sich auch die betr. Kapitel des Bigourdanschen Werkes nur mit der Verwaltung und dem Ausbau dieses Systems in Frankreich. Erst im Jahre 1869 tritt eine grössere Anzahl von Staaten der Einführung des metrischen Systems näher. Im Kap. XXV bringt der Verfasser die darauf bezüglichen Aktenstücke bei und berichtet über den Verlauf der Sitzung vom 8. August 1870, zu welcher die Vertreter von 24 Staaten eingeladen waren. [1]) Der grösste Teil dieser Staaten nahm das metrische System für Mass und Gewicht an und bald darauf wurde in dem heute mit erweiterten Vollmachten noch bestehenden „Bureau international des poids et mesures" eine Behörde geschaffen, welcher die Aufgabe zufällt, in allen Fragen des genauen Messens und Wägens die oberste Entscheidung zu treffen und alle diejenigen Arbeiten auszuführen, welche in irgend einer Beziehung zu metrologischen Fragen stehen. Die Arbeiten dieses Bureaus bis zum Jahre 1900 erörtert Bigourdan in den folgenden Kapiteln. Es können vorstehende Zeilen natürlich nur in kurzen Zügen den reichen

1) Wegen des inzwischen ausgebrochenen Krieges fehlten die Abgeordneten von Preussen, Bayern und Württemberg in dieser wenige Tage nach der Schlacht von Wörth stattgehabten Versammlung.

Inhalt des Werkes charakterisieren, sie mögen aber darauf hinweisen, wo man im gegebenen Falle die einschlägige Litteratur in vorzüglicher Zusammenstellung finden kann. Eine Reihe von Skizzen und besonders einige Porträts eifriger und erfolgreicher Förderer der Bestrebungen, ein einheitliches Mass (wenn auch nicht das einst erhoffte Naturmass) zu schaffen, vervollständigt die äussere Ausstattung des interessanten Werkes. L. Ambronn.

(Eingegangen 16. März 1902.)

Ch. Ed. Guillaume, La convention du mètre et le bureau international des poids et mesures. — VII u. 238 S. 4°. Paris, Gauthiers-Villars. 1902.

Eine höchst schätzenswerte Ergänzung des Werkes von Bigourdan (siehe vorstehende Besprechung) bildet der vorliegende starke Quartband, in welchem der Verfasser die grundlegenden Untersuchungen zwecks Schaffung der Prototype des metrischen Systems eingehend beschreibt. Tritt bei Bigourdan in erster Linie die geschichtliche Entwicklung des Einheitssystems in den Vordergrund, so führt uns Guillaume durch die Räume des „Pavillons von Breteuil", dem Heim des internationalen Bureaus zur Verwaltung des Metersystems, und zeigt mit streng wissenschaftlicher Darlegung, mit welchem Aufwand von feinster Messkunst und physikalischen Kenntnissen vorgegangen werden muss, um für alle vorkommenden Fragen die Normalien für Physik und Geodäsie zu liefern und zu sichern.

Nachdem der Verf. in einer kurzen Einleitung auf die geschichtlichen Daten Bezug genommen hat, geht er zu den durch die Konferenzen von 1867, 1870 und 72 festgesetzten Normalsystem über. Zunächst werden die Studien über die beste Form und das Material für die Längenmasse besprochen. Er zeigt, dass ein X-förmiger Querschnitt des Normalmasses der zweckmässigste ist.

In dem Kapitel III werden die Einrichtungen der Laboratorien zu Breteuil kurz beschrieben und namentlich die Vorkehrungen, die zur Schaffung von Räumen mit konstanter Temperatur getroffen wurden.

Das Kapitel IV ist der wichtigsten Frage, nämlich der der Temperaturmessung, gewidmet. In ausführlicher Weise werden die verschiedenen Methoden der Untersuchung der Thermometer besprochen und besonders eingehend deren einzelne Formen und Füllungen gegenseitig erwogen. Der Bestimmung der Fundamentalpunkte wird in Breteuil die eingehendste Sorgfalt gewidmet und es ist sehr interessant, unterstützt durch gute bildliche Darstellung, diese Arbeiten genau kennen zu lernen. — Besondere Diagramme zeigen den Verlauf der Thermometerangaben sowohl bei Anwendung verschiedener Glasarten als auch mit Bezug auf deren Füllung bezogen auf das Wasserstoffthermometer. — An die Fragen der Thermometrie schliesst sich die der Schaffung eines Normalbarometers. Es treten hierbei erhebliche Schwierigkeiten hervor, sobald es sich um die äusserste Genauigkeit handelt und nur bei ziemlich komplizierter Anordnung der den Luftdruck messenden Teile kann die wünschenswerte Präzision erlangt werden; die Abbildung des Normalbarometers des Bureaus (auf Seite 57) giebt ein lebhaftes Bild des Gesagten.

In Kapitel V beschreibt Verf. die Vorkehrungen, welche zur Massvergleichung nötig sind, wenn es sich um die Genauigkeit von Bruchteilen der Wellenlängen des Lichtes handelt. Zugleich mit der Beschreibung der verschiedenen Komparatoren (Brunner, Société génevois, Starke & Kamerer u. s. w.) werden die Vorzüge der Massstäbe mit Strichbezeichnung gegen diejenigen der sogen. Endmassstäbe erläutert. Es hatte gewisse Schwierigkeiten geboten, diejenigen der letzteren Art zu sehr genauen Vergleichungen zu benutzen; seit aber in der Anwendung der Phänomene der Interferenz ein vorzügliches Mittel auch für solche Zwecke gefunden wurde, scheint dieser Nachteil der Endmassstäbe nicht mehr zu bestehen, wie namentlich Hartmann gezeigt hat. — Auch in diesem Kapitel wird der Text durch höchst instruktive Figuren wirksamst ergänzt. Die Resultate der in diesem Kapitel beschriebenen Arbeiten bringt sodann der nächste Abschnitt. Als interessant mag daraus mitgeteilt werden, dass das an Deutschland abgegebene Meter-Etalon die folgende „Gleichung" besitzt $Et.\ No. 18 = 1^m - 1{,}0\,\mu + 8{,}642\,\mu \cdot t + 0{,}00100\,\mu \cdot t^2$, während das internationale gleich ist:

$$M = 1^m + 8{,}651\,\mu \cdot t + 0{,}00100\,\mu\, t^2.$$

Beide bestehen aus einer reinen Legierung von sehr nahe 9 Teilen Platin auf einen Teil Iridium.

Die auf Grund der Vergleichungen anzunehmende Sicherheit wird für das Längenmass selbst zu $\pm\, 0{,}04\,\mu$ und die des Koeff. der Temperatur zu etwa $\pm\, 0{,}1$ angegeben. Für die in Deutschland vielfach zu geodätischen Messungen benutzte Toisen von Bessel und No. 9 hat Benoit gefunden:

Toise Bessel $= 1^m.\ 949061$
Ausdehnungkoef. 0,00001160
Toise No. $9 = 1.\ 949067$
Ausdehnungskoef. 0,00001106

Nachdem der Verf. noch weiter auf die Konstruktion und die Vergleichung anderer Basismessapparate eingegangen ist, bringt er im folgenden Kapitel VII die besonders für die Physik wichtigen Untersuchungen betreffs der Massenbestimmung und die dazu nötigen Apparate, der Wagen in ihrer verschiedensten Gestalt. Einige der feinsten und vollkommensten Wagen werden durch Darstellungen erläutert (Ruprecht, Bunge u. s. w.) Alle diese Untersuchungen

haben die Herstellung eines Kilogrammprototyps zum Zweck und auch hier dürfte wieder die Gleichung der deutschen Kopie des Kilogr. internat. vom Interesse sein, sie lautet:

1889. No. 22 = 1^{kg} + 0,053 mg bei einer Dichte von 21,5504.

(Eine Neubestimmung im Jahre 1900 weicht davon nur um — 0,016 mg ab, was noch in die Grenze der Unsicherheit fällt).

Innig mit diesen Untersuchungen ist diejenige der Bestimmung der Ausdehnungskoeff. verschiedener Metalle und deren Legierungen, vor allem des des Wassers verknüpft. Eine Tabelle giebt die älteren, sowie auch die neueren Resultate für die Dichtigkeit des Wassers bei verschiedenen Temperaturen. Es dürfte von Interesse sein, auch hier einige dieser Reihen anzuführen:

Temp.	1805 Hallström	1831 Stampfer	1884 Marek	1897 Chappuis	1900 Thiesen
0°	0,999900	887	864	867	868
4	1,000000	000	000	000	000
5	0,999994	989	993	992	992
10	0,999783	716	731	727	727
15	0,999270	104	132	128	126
20	0,998464	189	248	233	230
25	0,997372	009	—	073	071
30	0,995 —	—	—	675	673
35	0,994 —	—	—	062	058
40	0,992 —	—	—	247	241

Eine kurze Studie über den Brechungskoeff. der Luft beschliesst dieses Kapitel.

Ausser den namhaft gemachten notwendigen Arbeiten des Bureaus zu Breteuil, sind aber dort auch noch einige andere Untersuchungen weitgehender Bedeutung ausgeführt worden, dahin gehörte vor allem die Bestimmung der Länge des einfachen Sekundenpendels resp. des Wertes von g (gefunden zu $g = 980{,}991$ cm) und dessen Variation mit der Höhe über dem Meere. In der Art der Festsetzung des heutigen Meterprototypes liegt insofern eine prinzipielle Gefahr, als mit demselben kein Naturmass gewonnen ist, sondern doch nur eine konventionelle Einheit, deren Sicherung von der Erhaltung der in Frage kommenden Normalien abhängt. Dem schon in den ersten Vorschlägen enthaltenen Wunsch nach einem Naturmass kann nur dann Rechnung getragen werden, wenn das heutige Meterprototyp auf ein solches bezogen wird. Eine Reihe solcher Arbeiten sind schon angegeben worden und darunter auch die, welche Michelson in den letzten Jahren in Breteuil ausgeführt hat, nämlich die Vergleichung des Meters mit der Wellenlänge bestimmter Strahlen des Lichtes. Es kann hier nicht auf die Einzelheiten dieser Arbeit eingegangen werden, jedenfalls aber sind die Mitteilungen, welche Verf. darüber macht, sowohl wissenschaftlich als auch technisch von grossem Interesse. Zur Messung wurden die Kadmiumlinien verwandt und als Resultat bezogen auf den Etalon No. IX. erhielt Michelson:

Rote Linie: $1^m = 1553163{,}5\,\lambda$,
Grüne „ $= 1966249{,}7$ „ ,
Blaue „ $= 2083372{,}1$ „ ,

Zwei weitere Arbeiten beziehen sich auf die Masse eines Kubikdecimeters Wasser bei 4° C., für welche gefunden wurde 0,999955 kg, und auf die Festlegung eines gesetzlichen Normals für das Ohm und die damit im engsten Zusammenhang stehende Widerstandsbestimmung des Quecksilbers. — Dem Buche hat Verf. noch einen Anhang angefügt, in dem die authentischen Bestimmungen und Resolutionen der Meterkonvention, die Publikationen des internationalen Bureaus, Notizen über die einzelnen Bestimmungen von Wellenlängen und solche über die dritte allgemeine Konferenz für Mass und Gewicht zu Paris im Oktober 1901 gegeben sind.

L. Ambronn.

(Eingegangen 16. März 1902.)

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Graetz, L., Compendium der Physik. Dritte verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 275 Abbildungen. gr. 8. IX u. 479 S. 1902. Wien, Franz Deuticke. M. 8.— (Kr. 9.60).

Jahrbuch der Astronomie und Geophysik von Hermann D. Klein. XII. Jahrgang. 1901. Leipzig, Eduard Heinrich Mayer. M. 7.—.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der Privatdozent Dr. Gadamer in Marburg wurde an Stelle des in den Ruhestand tretenden Direktors der pharmazeutischen Anstalt der Universität Breslau zum ordentlichen Professor, der Gymnasialprofessor Dr. Adolf Schmidt in Gotha zum Direktor des königl. erdmagnetischen Instituts in Potsdam, der o. Professor an der bömischen technischen Hochschule in Brünn Dr. Franz Kolatschek zum o. Professor der mathematischen Physik an der böhmischen Universität in Prag und der Privatdozent Dr. Michael Radakovic zum a. o. Professor der Physik an der Universität Innsbruck ernannt.

In der philosophischen Fakultät der Universität Marburg habilitierte sich der Assistent am Physikalischen Institut Dr. F. A. Schulz mit einer Antrittsvorlesung über „unsichtbare Bewegungen kleinster Teilchen zur Erklärung physikalischer Erscheinungen", in der philosophischen Fakultät der Universität Leipzig Dr. phil. Rothmund für Chemie.

Dem Observator am Astrophysikalischen Observatorium bei Potsdam Dr. Johannes Hartmann ist das Prädikat „Professor" beigelegt worden.

Der ordentliche Professor der Mathematik in Halle, Georg Cantor, zog sein Pensionierungsgesuch zurück.

Der Professor der Chemie an der Bergakademie Freiberg Geh. Rat Dr. phil. Cl. Winkler tritt Ende August in den Ruhestand.

Der seit 1894 am Observatorium in Pulkowa angestellte Astronom Alexander Kowalski ist im Alter von 44 Jahren in Petersburg gestorben.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.